Brest 1975

Série : B
n° d'ordre : 30
n° de série : 24
n° d'enregistrement au
C.N.R.S. : A.O. 11544

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

U.E.R. "MATIÈRE et MER"

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

François GÉLÉBART

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AUTOIONISATION DE GAZ RARES PAR IMPACTS D'ELECTRONS DE BASSE ENERGIE.

Soutenue le 23 juin 1975 devant la commission d'examen

Président : **M. J. PERESSE**, Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale,

Examinateurs : **Mme F. FIQUET-FAYARD**, Professeur à l'Université de PARIS XI,

M. M.R.C. Mc DOWELL, Professeur au Royal Holloway College. LONDRES,

M. J. BAUDON, Maître de conférences à l'Université de PARIS XIII,

M. A. RENOUX, Maître de conférences à l'Université de Bretagne Occidentale.

Série : B
n° d'ordre : 30
n° de série : 24
n° d'enregistrement au
C.N.R.S. : A.O. 11544

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

U.E.R. " MATIÈRE et MER "

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

François GÉLÉBART

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AUTOIONISATION DE GAZ RARES PAR IMPACTS D'ELECTRONS DE BASSE ENERGIE .

Soutenue le 23 juin 1975 devant la commission d'examen

Président : M. J. PERESSE , Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale,

Examinateurs : Mme F. FIQUET-FAYARD , Professeur à l'Université de PARIS XI ,

M. M.R.C. Mc DOWELL , Professeur au Royal Holloway College . LONDRES ,

M. J. BAUDON , Maître de conférences à l'Université de PARIS XIII ,

M. A. RENOUX , Maître de conférences à l'Université de Bretagne Occidentale .

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

PRÉSIDENT : M. QUERRÉ JULIEN

DIRECTEURS DE THÈSE EN SCIENCES POUR L'ANNÉE 1974-1975

---

professeurs :	M. BOCLE Jean	(mathématiques)
	M. JOHANNIN Pierre	(physique)
	M. BELLON Louis	(chimie)
	M. QUERRE Julien	(mathématiques)
	Mme MOREAU Mireille	(biologie)
	M. DIDIER Jean	(géologie)
	M. PERESSE Joseph	(physique)
	M. SAUMAGNE Pierre	(chimie)
	Mme COURTOT Jacqueline	(chimie)
	M. COURTOT Pierre	(chimie)
	M. LE FLOCH Jean	(océanographie)
	M. GUERCHAIS Jacques	(chimie
professeurs sans chaire :	Mme JOHANNIN Andrée	(physique)
	Mme LAHAYE Jacqueline	(biologie)
	M. SERPOLAY Roger	(physique)
	M. BABIN Claude	(géologie)
	M. CHEZE Claude	(physique)
	M. GENIN Robert	(physique)
	M. PEYRAUD Claude	(biologie)
	M. STURTZ Georges	(chimie)
	M. BERTHE Guy	(mathématiques)
	Mme GENIN Janine	(physique)
	M. PENOT Michel	(biologie)
	M. WOLFF Claude	(physique)
	M. PICARD Elie	(physique)
maîtres de conférences :	M. QUIVY Denis	(physique)
	M. LUCAS Albert	(biologie)
	M. RENOUX André	(physique)
	M. BROISE Michel	(mathématiques)
	M. PELHATE Joseph	(biologie)
	M. LAURANSAN Jacques	(chimie)
	M. GRAVELLE Michel	(géologie)
	M. BOUVIER Pierre	(physique)
	M. COUDEVILLE Henri	(physique)
	M. SAVARY Gérard	(physique)
	M. GUGLIELMETTI Robert	(chimie)
	M. BOLLEY Pierre	(mathématiques)
	M. CARVALLO Michel	(mathématiques)
	M. CLERET Jean-Jacques	(biologie)
	M. GLEMAREC Michel	(océanographie)
	M. TOURNEMINE Georges	(mathématiques)
	M. BOURGEOIS Claude	(biologie)

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545814_0026

Ce travail a été effectué au laboratoire des Collisions Electroniques et Atomiques de la Faculté des Sciences de BREST sous la direction de Monsieur le Professeur J. PERESSE qui a bien voulu m'accueillir dans son équipe. J'ai bénéficié de sa grande expérience, des ressources de son esprit inventif et de l'ambiance chaleureuse qu'il a su créer dans son groupe de recherche. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

J'adresse aussi toute ma reconnaissance à Madame FAYARD, Professeur à l'Université de PARIS-SUD, qui m'a encouragé tout le long de ce travail et je lui exprime ma gratitude pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant de faire partie de mon jury.

Je remercie très vivement Monsieur Mc.DOWELL, Professeur à Royal Holloway College (LONDRES) qui a bien voulu accepter de s'intéresser à mes travaux.

Mes remerciements vont également à Monsieur BAUDON, Maître de Conférences à l'Université de PARIS qui m'a fait bénéficier de ses remarques et à Monsieur RENOUX, Maître de Conférences à l'Université de Bretagne Occidentale qui m'a fait l'honneur d'accepter les fonctions d'examinateur.

Qu'il me soit permis de dire tout ce que je dois à mes camarades du laboratoire, tout particulièrement à Richard TWEED. Je remercie P. BREZEL dont le concours en électronique m'a été précieux.

Le travail ingrat de la réalisation matérielle a incombé à M. ROZUEL pour les plans et figures et à Madame GESTIN pour la frappe des textes ; je tiens ici à les remercier très chaleureusement.

INTRODUCTION

L'autoionisation des atomes, qui découle de l'existence de niveaux d'énergie liés situés au-dessus du potentiel d'ionisation, a été découverte expérimentalement et décrite théoriquement vers 1935.

Depuis cette époque sont apparus des développements théoriques fondamentaux et des résultats expérimentaux qui concernent l'autoionisation par impacts de photons, d'ions, d'électrons et d'atomes neutres.

Les mesures expérimentales par impacts de photons fournissent les positions en énergie, les profils, les largeurs naturelles et les sections efficaces *totales* d'autoionisation. Les expériences par impacts d'ions et d'électrons permettent en outre d'obtenir les valeurs absolues des sections efficaces *différentielles*. Par impacts d'électrons, l'autoionisation peut être mise en évidence en détectant soit les électrons diffusés, soit les électrons éjectés de l'atome lors de l'autoionisation; la résolution en énergie, tout en restant inférieure à la résolution optique, est nettement supérieure à celle obtenue par impact d'ions.

Dans ce travail nous avons étudié l'autoionisation de l'hélium, de l'argon, du krypton et du xénon en bombardant ces gaz par des électrons de basse énergie (jusqu'à 200 eV) et en détectant les électrons éjectés entre 10° et 100°. Nous avons développé une méthode expérimentale qui permet d'obtenir des valeurs *absolues* de sections efficaces différentielles d'autoionisation et nous l'avons appliquée au cas de l'hélium. Dans le cas de l'argon, du krypton et du xénon les mesures sont faites seulement en valeurs *relatives*.

Dans un premier chapitre, nous passons en revue les différentes techniques expérimentales et les développements théoriques qui ont abouti à l'expression de sections efficaces d'autoionisation permettant la comparaison avec les résultats expérimentaux.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons d'abord le dispositif expérimental que nous avons mis au point. Ce dispositif permet de faire l'analyse en angles et en énergies des électrons issus du centre de collision. Nous développons ensuite la technique de mesure et d'analyse des spectres d'énergie des électrons qui nous a permis d'obtenir les valeurs absolues de sections efficaces différentielles pour l'hélium et les valeurs relatives pour les autres gaz rares étudiés (argon, krypton et xénon).

Les résultats obtenus, développés dans le chapitre 3, portent sur :

- la nature, la position en énergie, la largeur naturelle des niveaux de double excitation de l'hélium et des niveaux d'excitation d'un électron interne de l'argon du krypton et du xénon.

- les valeurs absolues de sections efficaces d'autoionisation à partir des niveaux $(2s^2)^1S$, $(2s2p)^3P$, $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1P$ de l'hélium.

- les valeurs relatives de sections efficaces de transitions de l'argon du krypton et du xénon à 60 eV, 100 eV et 200 eV.

Plan du CHAPITRE I

1.0 - Introduction 5

1.1 - Les méthodes expérimentales d'étude de l'autoionisation 5

1.1.0 - Généralités 5

1.1.1 - Mesure de l'énergie de la particule incidente après collision 5

1.1.1.1 - Photoabsorption 5

1.1.1.2 - Méthodes d'excitation au seuil par des électrons 6

1.1.1.3 - Diffusion inélastique de la particule incidente 9

1.1.1.3.1 - Diffusion inélastique d'électrons 9

1.1.1.3.2 - Diffusion inélastique d'ions 9

1.1.2 - Détection du produit de la collision 9

1.1.2.1 - Détection du photon 10

1.1.2.1.1 - La spectrométrie "faisceau-feuille" 10

1.1.2.1.2 - Détection globale du photon de désexcitation 10

1.1.2.2 - Détection de l'ion 12

1.1.2.3 - Détection de l'électron éjecté 12

1.1.2.3.1 - Impacts d'ions 12

1.1.2.3.1.1 - A basse énergie 12

1.1.2.3.1.2 - A haute énergie 13

1.1.2.3.2 - Impact d'électrons 13

1.1.2.3.3 - Détection des photoélectrons 16

1.1.3 - Comparaison des différentes techniques de mesure 16

1.2 - Aspects théoriques de l'autoionisation de l'hélium 21

1.2.0 - Introduction 21

1.2.1 - Expression de la fonction d'onde dans un développement en ondes partielles 22

1.2.1.1 - Aspects qualitatifs et règles de sélection pour l'autoionisation 22

1.2.1.1 - Aspects quantitatifs 24

1.2.2 - Expression de la fonction d'onde résonnante ψ_l^R par la méthode de FANO 27

1.2.3 - Expression des sections efficaces d'autoionisation 31

1.2.4 - Généralisations 40

1.2.5 - Comparaison de l'excitation par électrons, ions et photons. 42

1.2.5.1 - Electrons ions 42

1.2.5.2 - Electrons photons 43

Plan du Chapitre II 44

Plan du Chapitre III 89

CHAPITRE I

METHODES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES D'ETUDE DE L'AUTOIONISATION DES ATOMES

1.0 - Introduction

Dans ce premier chapitre nous passerons d'abord en revue les différentes méthodes d'étude expérimentale de l'autoionisation des atomes puis la théorie de FANO (1) complétée par les travaux de BALASHOV (2) et TWEED (3).

1.1 - Les méthodes expérimentales d'étude de l'autoionisation

1.1.0 - Généralités

Le phénomène d'autoionisation peut être mis en évidence en détectant :

- soit la particule incidente après la collision (particule collisionnelle)
- soit le produit de la collision autoionisante c'est-à-dire l'électron, l'ion ou le photon obtenus à partir du niveau autoionisant.

1.1.1 - Mesure de l'énergie de la particule incidente après la collision

Les particules incidentes utilisées sont des photons, des ions et des électrons.

1.1.1.1 - Photoabsorption

Il s'agit de déterminer le coefficient d'absorption μ des photons défini par la relation :

$$I = I_o \, e^{-\mu x}$$

où I_o est le flux incident de photons, I le flux transmis par la couche de gaz d'épaisseur x . La section efficace totale σ_T est reliée au coefficient d'absorption μ par la relation

$$\mu = n \, \sigma_T$$

où n est le nombre d'atomes par unités de volume.

La difficulté consiste ici à disposer d'une source de photons suffisamment intense dans l'ultra-violet lointain (vers 200 Å pour l'hélium et 600 Å pour le xénon). MADDEN, EDERER et CODLING (4 à 9) ont utilisé le fond continu émis par un synchroton et ont étudié tous les gaz rares. Sur la *figure (1.1.A)* est représenté le profil d'absorption au voisinage du niveau $2s2p(^1P)$ de l'hélium (60 eV). Dans ce type de mesures la résolution en énergie est excellente (de l'ordre du meV) mais bien entendu l'étude reste limitée aux sections efficaces totales des transitions optiquement permises. Les renseignements obtenus concernent la position et le profil des structures ainsi que la valeur du nombre quantique effectif.

SAMSON (10) a fait une étude analogue sur l'argon, le krypton et le xénon en se limitant à la mise en évidence des structures d'autoionisation et à l'évaluation de nombres quantiques effectifs.

DHEZ et EDERER (11) ont récemment étendu l'étude de l'hélium à la détermination des paramètres de profil du niveau $3s3p(^1P)$ à 69 eV : cette mesure était délicate en raison de la faible amplitude de la structure.

1.1.1.2 - Méthodes d'excitation au seuil par des électrons

L'expérience consiste à bombarder à angle droit un faisceau d'ato-

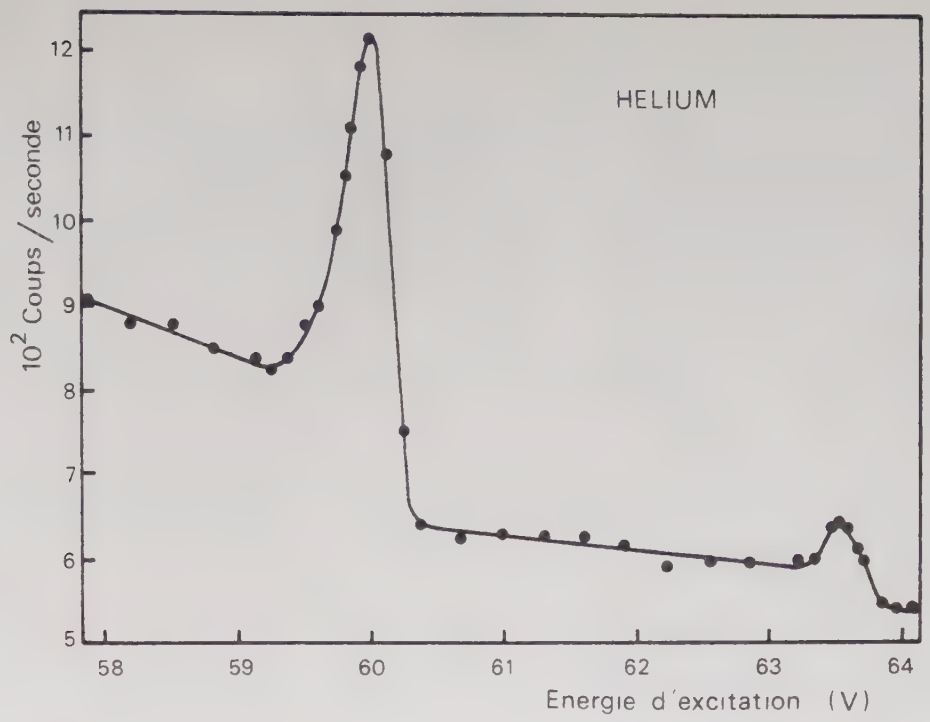


FIG 1 1 B ŠILVERMAN et LASSETTRE Diffusion d'électrons

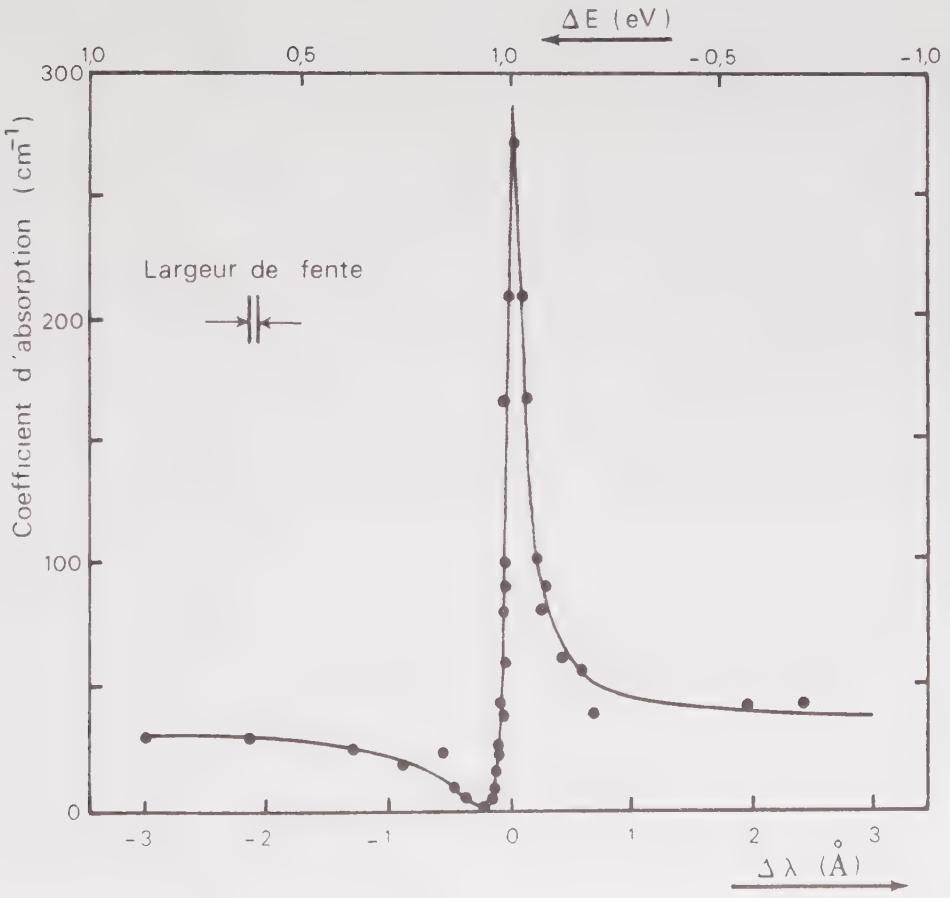


FIG 1 1 A MADDEN et CODLING Photoabsorption

FIG. 1.1

mes par un faisceau d'électrons monocinétiques d'énergie variable : on atteint ainsi successivement les seuils des différents niveaux autoionisants et on détecte soit les électrons collisionnels d'énergie nulle soit le courant transmis.

1.1.1.2.1 - Détection des électrons d'énergie nulle

BRION et OLSEN (12) ont utilisé comme source d'électrons un sélecteur cylindrique à 127° ; la détection est faite par attachement de l'électron collisionnel à une molécule d'hexafluorure de soufre SF_6 qui est mélangé à une concentration d'environ 10 % au jet de gaz étudié. Tous les ions SF_6^- obtenus sont détectés par un spectromètre de masse.

L'emploi de cette technique résulte de la très grande section efficace ($\simeq 10^{-15}$ cm^2) de la molécule SF_6 pour l'attachement d'électrons d'énergie nulle ; la réaction peut s'écrire :

$$e^-(E=E^*) + A \rightarrow A^*(E=E^*) + e^-(E=0) \longrightarrow SF_6^-$$

E énergie E^* énergie d'excitation.

La résolution en énergie est de l'ordre de 0,2 eV ; tous les gaz rares ont été étudiés. Les résultats concernent uniquement les positions des résonances.

1.1.1.2.2 - Détection du courant d'électrons transmis

SANCHE et SCHULZ (13) ont fait une étude sur les mêmes gaz que les auteurs précédents en utilisant un monochromateur trochoïdal qui délivre des électrons dont la dispersion en énergie est de l'ordre de 0,04 eV. Après collision les électrons transmis sont détectés et le courant résultant est dérivé ; cette technique est surtout adaptée à la mise en évidence des résonances par formation d'ions négatifs temporaires tels que ceux qu'ils ont observé sur les niveaux $2s^2\ 2p\ (^2P)$ de l'hélium, $3s\ 3p^6\ 4s^2\ (^2S)$ de l'argon. Dans un récent article SCHULZ (14) fait une revue des résonances de ce type.

1.1.1.3 - Diffusion inélastique de la particule incidente

Dans ce genre d'expériences on analyse après la collision l'énergie des électrons ou des ions collisionnels.

1.1.1.3.1 - Diffusion inélastique d'électrons

La première expérience a été faite en 1934 par WIDDINGTON et PRIESTLEY (15) : ils ont découvert la double excitation de l'hélium en observant un pic vers 59 eV (en fait le pic $2s2p(^1P)$ à 60 eV). Les électrons après collision avec les atomes d'hélium étaient analysés à l'aide d'un champ magnétique et détectés sur un film photographique recouvert d'huile. Cette technique a été nettement améliorée par l'introduction de sélecteurs électrostatiques pour définir l'énergie des électrons incidents et détecter les structures d'autoionisation par les spectres d'énergie des électrons collisionnels. En 1964 SILVERMAN et LASSETTRE (16) ont montré pour la première fois dans des expériences de ce type le profil asymétrique de la structure à 60 eV (*figure 1.1 B*).

SIMPSON, CHAMBERLAIN, MIELCZAREK (17) ont refait une étude du même genre sur l'hélium, le néon et l'argon en déterminant la position des structures et la variation de leur aspect en fonction de l'énergie.

1.1.1.3.2 - Diffusion inélastique d'ions

En utilisant la même méthode de pertes d'énergie, BAUDON et al. (19) ont mis en évidence le pic à 60 eV dans les collisions He^+ - He . Une étude des collisions H^+ - He n'a donné aucun résultat.

A énergie plus élevée (au-dessus de 25 keV) PARK et SCHOWENGERT (20) ont observé des structures d'autoionisation. La résolution en énergie est moins bonne que dans le cas des électrons.

1.1.2 - Détection du produit de la collision

La désexcitation de l'état autoionisant fournit soit un photon, soit un ion et un électron ; d'où à nouveau 3 types d'expériences selon

que l'on détecte le photon, l'ion ou l'électron.

1.1.2.1 - Détection du photon

Il existe deux techniques différentes, l'une où les photons sont étudiés spectroscopiquement, l'autre où l'on recueille globalement les photons.

1.1.2.1.1 - La spectrométrie "faisceau-feuille"

Dans cette technique de "beam-foil spectroscopy" un faisceau d'ions positifs à haute énergie (200 keV à 1 MeV) est neutralisé au passage à travers une feuille mince de carbone (16 $\mu g/cm^2$). Les atomes obtenus sont portés à des niveaux élevés d'excitation et les radiations émises par le faisceau neutralisé sont observés spectroscopiquement.

BERRY, DESESQUELLES et DUFAY (21, 22) ont récemment étudié l'hélium: ils déterminent les énergies des niveaux, la durée de vie des niveaux supérieurs et proposent une classification des raies observées en bon accord avec les calculs théoriques de DAYLE, OPPENHEIMER et DRAKE (23) . On constate qu'un niveau tel que $2p^2(^1D)$ peut être peuplé par désexcitation radiative à partir des niveaux 2p 3d (^1P) et 2p 3d (^1D).

1.1.2.1.2 - Détection globale du photon de désexcitation

Un faisceau monoénergétique d'électrons bombarde un jet de gaz. Les photons émis par désexcitation sont détectés globalement dans un domaine de fréquence s'étendant du visible au proche ultra-violet ; on étudie la variation du taux de comptage de photons en fonction de l'énergie de l'électron incident. Cette méthode de seuil permet de mettre en évidence, par apparition de structures sur un fond continu complexe, l'existence des niveaux d'autoionisation et d'en déterminer la position ainsi que le profil. VEILLETTE et MARCHAND (24, 25) ont ainsi étudié l'hélium et l'argon

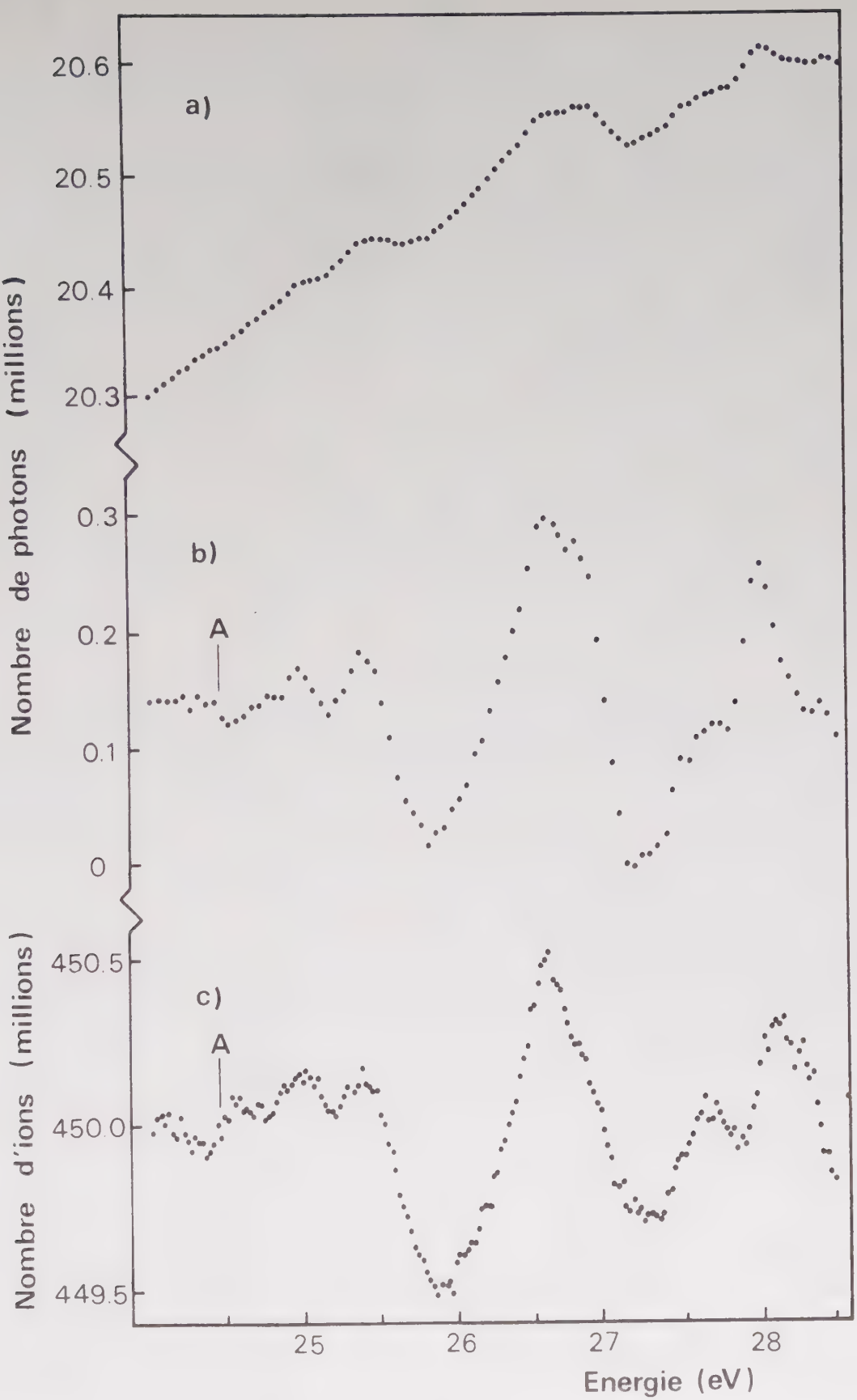


FIG. 1.2 ARGON . (P. Veillette et P. Marchand).

1.1.2.2 - Détection de l'ion

Il s'agit d'une technique analogue et antérieure à la précédente utilisée par la même équipe (MARMET, QUEMENER et BOLDUC (26 à 28) ; la détection du photon est remplacée par la détection de l'ion. MARMET et ses collaborateurs ont ainsi étudié les positions des structures de tous les gaz rares. Ils ont aussi analysé en utilisant la théorie de FANO les résonances par formation d'ions négatifs temporaires tels que He^- $2s^2 2p(^2P)$, Ne^- $2p^4$ 3s $3p^2(^2S)$. Cette méthode est caractérisée par des amplitudes des structures de 0,01 à 1 % du fond continu d'ionisation directe, ce qui oblige à détecter un très grand nombre N d'ions pour obtenir un rapport convenable du signal S sur le bruit B puisque le bruit statistique est de l'ordre de $2\sqrt{N}$: une structure d'amplitude 0,1 % pour donner un rapport S/B = 10 nécessite 4.10^8 ions par canal de mesure.

La *figure (1.2)* montre les types de spectres observés sur l'argon par les deux méthodes ; la corrélation entre les spectres d'ions et de photons est clairement mise en évidence.

1.1.2.3.- Détection de l'électron éjecté

La détection de l'électron éjecté est en général obtenue à l'aide d'un sélecteur électrostatique.

1.1.2.3.1 - Impact d'ions

1.1.2.3.1.1 - A basse énergie

A basse énergie (en dessous de 5 keV environ) la désexcitation des niveaux autoionisants se fait plutôt en formant un ion moléculaire, $He^+ - He^+$ par exemple dans la collision $He^+ - He$ (BACKER et BERRY (29)); ceci complique sérieusement l'interprétation des spectres : OGURTSOV (30) a indiqué qu'on peut les interpréter en tenant compte uniquement de l'effet Doppler. En fait l'électron peut être éjecté de l'ion incident aussi bien que l'atome cible dans le cas d'un échange d'électrons; dans ce cas l'ion émetteur, qui est beaucoup plus rapide que l'atome,

a une vitesse qui n'est pas négligeable vis-à-vis de celle de l'électron éjecté ; d'où la nécessité de transposer d'un repère lié aux particules au repère du laboratoire les résultats observés ; cette interprétation est incomplète selon GERBER, MORGENSTEIN et NIEHAUS (31) qui ont étudié l'hélium, le néon, l'argon et le krypton entre 1 keV et 5 keV.

1.1.2.3.1.2.- A haute énergie

BERRY (32) a le premier observé des niveaux autoionisants par cette méthode ; RUDD puis RUDD et LANG (33,34) , ont amélioré la résolution en énergie et présenté des spectres où le niveau $2s2p(^3P)$ à 58,3 eV est présent dans les collisions H_2^+ - He à 75 keV et absent dans les collisions H^+ - He , ce qui est une preuve de la nécessité de l'échange d'électrons pour atteindre ce niveau triplet.

Plus récemment BORDENAVE-MONTESQUIEU et BENOIT-CATTIN (36 à 40) et STOLTERFOHT, RIDDER et ZIEM (41, 42) ont étudié les collisions H^+ - He. Les premiers entre 30 keV et 150 keV ont déterminé les variations des paramètres de profil entre 16,5° et 160° en faisant une analyse en terme des profils de FANO et de BALASHOV des niveaux $2s^2(^1S)$, $2s\,2p(^1P)$ et $2p^2(^1D)$. La *figure (1.3)* est un spectre typique qui présente un bon rapport signal sur bruit et une résolution en énergie de l'ordre de 0,3 eV.

STOLTERFOHT, RIDDER et ZIEM ont fait une étude analogue à celle de BORDENAVE-MONTESQUIEU à des énergies plus élevées. Les résultats de ces auteurs peuvent être comparés à ceux qui sont obtenus par impact d'électrons en tenant compte de la vitesse des particules (voir § 125).

1.1.2.3.2 - Impact d'électrons

Le premier spectre a été obtenu par MELHORN (43) en 1966 sur l'hélium à 54° et à une énergie de 4 keV. Malgré la faible résolution en énergie (≃ 1 eV)cet auteur a mis en évidence l'asymétrie des structures d'autoionisation.

Pratiquement en même temps, ODA, NISHIMURA et TAHIRA (44) d'une

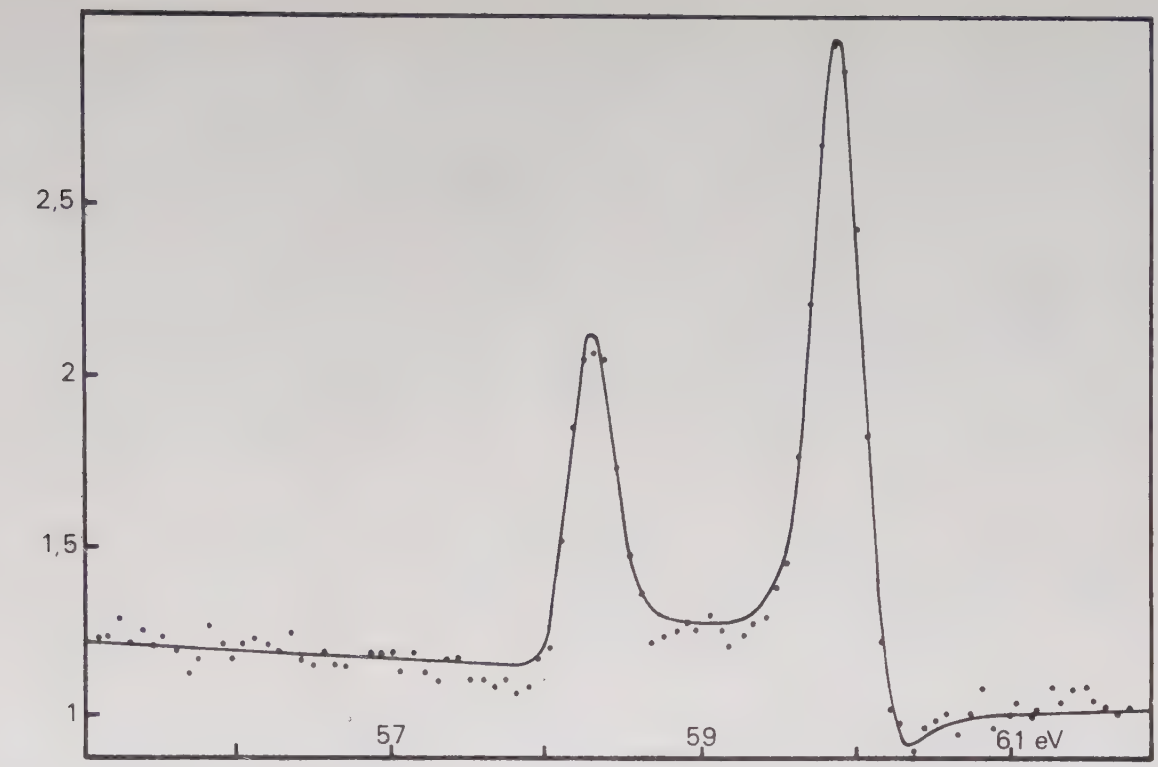


FIG. A PROTONS . 150 KeV . Angle d'éjection : 140°.

INTENSITE (un. arb)

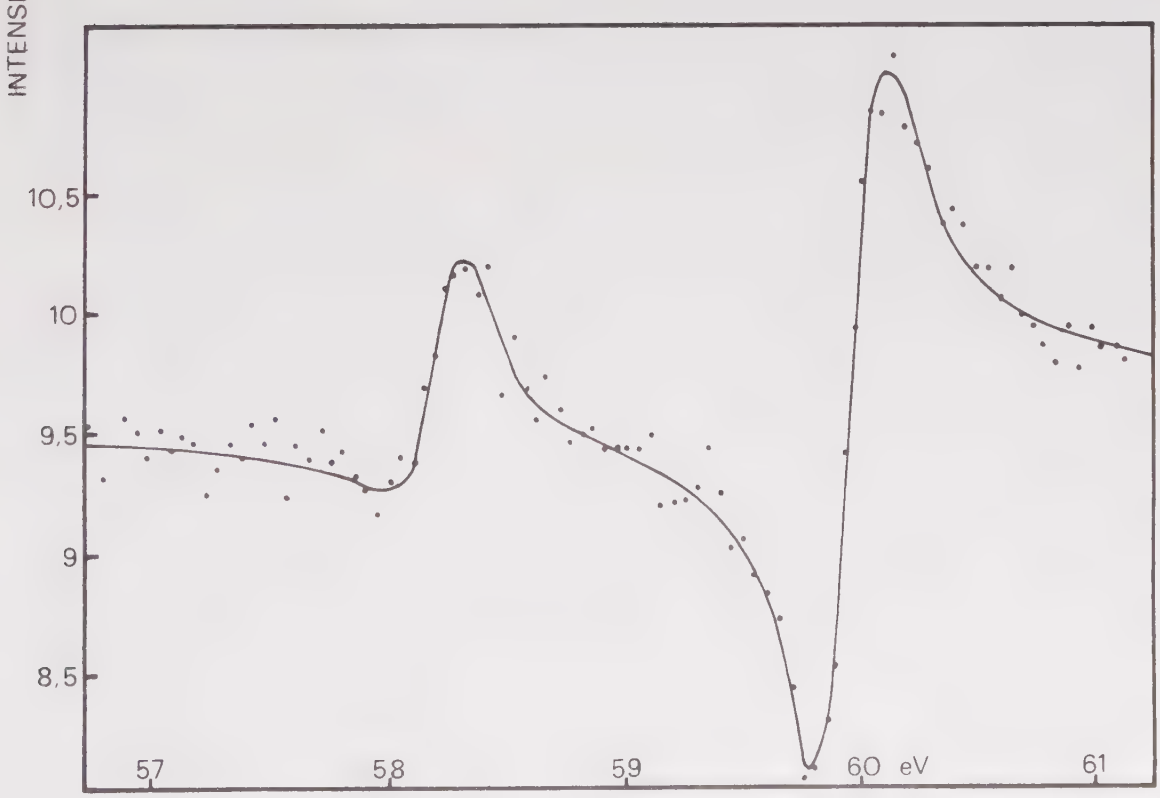


FIG. B PROTONS 150 KeV . Angle d'éjection 25°

FIG. 1.3 H^+ - He (Bordenave-Montesquieu) .

part, SUZUKI, KONISHI, YAMAMOTO et WAKIYA (45) d'autre part ont publié en 1969 avec une résolution améliorée (≃ 0,2 eV) obtenue à l'aide d'un sélecteur électrostatique des spectres de l'hélium entre 30° et 140° à plus basse énergie (70 eV à 500 eV).

COMER et READ (46) ont en 1972 étudié les spectres de l'hélium et du néon à basse énergie et ont indiqué différentes méthodes de collection des électrons après la collision. La résolution en énergie est de l'ordre de 0,06 eV.

Nous avons nous même publié à la même époque des spectres d'électrons éjectés et diffusés (18) de l'argon avec une résolution du même ordre.

En 1973 HICKS, COMER, CVEJANOVIC et READ (47) ont mis en évidence le déplacement des seuils d'autoionisation du niveau $2s^2(^1S)$ de l'hélium lorsque l'excitation est faite par un électron dont l'énergie est proche du seuil ; après collision son énergie devient très faible et son interaction avec l'ion et l'électron éjecté entraîne un déplacement du seuil apparent du niveau d'autoionisation. La résolution en énergie est de l'ordre de 50 meV. La même équipe (48) a étudié les positions des structures de l'argon.

YAMAMOTO et SUZUKI (49) ont présenté des spectres de l'hélium entre 30° et 130° à basse énergie (70 eV à 100 eV) avec une résolution de l'ordre de 0,07 eV, le rapport signal sur bruit permettant d'observer les profils des structures les plus importantes.

ODA,NISHIMURA et TAHIRA (44) ont étudié le néon en déterminant la variation angulaire du rapport entre le fond continu d'ionisation directe et l'intensité intégrée des pics correspondant aux niveaux $2s\ 2p^6\ 3s\ (^1S)$, $2s\ 2p^6\ 3p\ (^1P)$ et $2s\ 2p^6\ 4s\ (^1S)$.

L'exploitation des spectres d'électrons éjectés était, à ce stade du développement, limitée du fait de l'absence d'une étude théorique spécifique des profils d'autoionisation et de l'absence de *mesures absolues* de sections efficaces d'autoionisation. BALASHOV (2) a appliqué la

théorie de FANO au cas des électrons diffusés et éjectés, et nous avons utilisé ses résultats pour l'interprétation de nos spectres (52).

Par ailleurs SIEGBAHN et al. (51) ont obtenu des spectres d'excellente résolution en utilisant la méthode E.S.C.A. (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis), qui combine à la fois des champs électriques et magnétiques pour détecter les électrons éjectés des atomes par bombardement à l'aide de rayons X.

1.1.2.3.3 - Détection des photo-électrons

Dans une expérience complémentaire de leurs études de photoabsorption de gaz rares CODLING et ses collaborateurs (49, 50) ont récemment réutilisé le fond continu d'un synchrotron pour déterminer les sections efficaces différentielles de photoionisation en mesurant la répartition angulaire des photoélectrons.

1.1.3 - Comparaison des différentes techniques de mesure

Le tableau synoptique (1.1) permet de comparer les différentes techniques. Bien que chaque méthode comporte naturellement des aspects spécifiques, la comparaison des avantages et inconvénients relatifs des différentes méthodes d'étude expérimentale de l'autoionisation peut être faite en tenant compte du type d'information que l'on peut obtenir à partir des spectres ainsi que de la finesse de ces derniers.

Du point de vue de la résolution en énergie, il est clair que les méthodes optiques de photo-absorption sont les plus fines ; par contre ces méthodes sont limitées pour deux raisons :

a) on ne peut observer que des transitions optiquement permises.

b) on mesure uniquement des sections efficaces totales (pas de mesures angulaires qui sont possibles en détectant non plus le flux de photons transmis mais les photo-électrons de désexcitation).

L'excitation de niveaux autoionisants, en utilisant des ions ou

des électrons comme projectiles, permet d'atteindre des niveaux optiquement interdits et en particulier d'observer le phénomène d'échange entre un électron incident et un électron de la cible. Les mesures différentielles sont possibles.

La *collection des ions collisionnels* par la méthode des pertes d'énergie est plus adaptée aux états discrets de simple excitation où la résolution globale dépend nécessairement de la distribution en énergie des ions incidents. En choisissant de collecter les électrons éjectés à partir des niveaux autoionisants la finesse des résultats ne dépend plus de la distribution en énergie du faisceau d'ions incidents, d'où la meilleure résolution relative des spectres d'électrons éjectés de BORDENAVE-MONTESQUIEU (35 à 40) par rapport à ceux de BAUDON et al.(19). A basse énergie, l'interaction entre l'ion incident, l'ion formé par autoionisation et l'électron éjecté complique singulièrement l'interprétation des spectres. Par ailleurs l'utilisation de protons permet de supprimer les pics nécessitant un échange d'électrons.

L'*excitation à l'aide d'électrons*, combinée avec la détection de l'électron éjecté, est la méthode qui donne les meilleures résolutions en énergies (à l'exclusion des méthodes optiques) : les résolutions (25 à 30 meV) sont à peu près 10 fois meilleures que celles qui ont été atteintes en utilisant les ions comme projectiles. Ceci résulte en partie de la faible intensité du jet d'ions par rapport au jet d'électrons ; ceci nécessite une meilleure transmission de l'analyseur, c'est-à-dire en pratique une analyse à une énergie plus élevée, donc une résolution en énergie moins bonne. La possibilité d'utiliser des faisceaux intenses ($\simeq 10^{-6}$ A) d'électrons incidents permet en outre une étude dans un grand domaine angulaire.

La collection des électrons diffusés nécessite une bonne distribution en énergie du faisceau incident donc un courant d'électrons incidents relativement faible ($\simeq 10^{-8}$ A) ; ceci rend délicate les mesures aux grands angles de diffusion. Par contre les spectres d'électrons diffusés peuvent, dans le cas des atomes lourds, être plus facile à interpréter que ceux des électrons éjectés où l'ion formé par autoionisation peut être dans deux états différents ($^2P_{1/2}$ ou $^2P_{3/2}$). La

comparaison des vitesses permet d'établir un lien entre les spectres d'électrons et les spectres d'ions (voir § 125).

Les méthodes de seuil sont tributaires de la distribution en énergie du faisceau incident et par ailleurs les structures se superposent lorsque l'énergie augmente, sauf dans le cas de BRION et OLSEN (12) où les structures sont séparées ; à part ce dernier cas, les méthodes de seuil paraissent mieux adaptées aux études d'ions négatifs temporaires.

Enfin les techniques de détection du photon sont complémentaires des études de l'autoionisation non radiative. Globalement la technique d'étude de l'autoionisation par un faisceau croisé d'atomes et d'électrons en détectant les électrons diffusés et éjectés permet de déterminer avec précision les positions des niveaux autoionisants. La grande intensité permet, grâce à la méthode que nous avons indiquée, d'étudier jusqu'aux grands angles (100° dans notre cas) les *sections efficaces absolues* d'autoionisation.

TABLEAU 1.1.

A - MESURE DE L'ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE APRES COLLISION

Méthode	particule incidente	cible	particule détectée	Auteurs	Réf.	caractéristiques
PHOTO ABSORPTION	PHOTON	gaz rares Ar,Kr,Xe	PHOTON "	MADDEN, EDERER & CODLING SAMSON	4 à 9 10	Excellente résolution - Analyse des SPECTRES SECTIONS EFFICACES TOTALES ABSOLUES
EXCITATION AU SEUIL	ELECTRON	gaz rares	ELECTRON	BRION & OLSEN	12	RESOLUTION 0,2 eV (POSITION DES
	"	"	"	SANCHE & SCHULZ	13	" 0,04 eV NIVEAUX)
DIFFUSION INELASTIQUE	ELECTRON	He	ELECTRON	WIDDINGTON & PRIESTLEY	15	RESOLUTION ≃ 1 à 2 eV POSITION $2s2p(^1P)$
	"	"	"	SILVERMAN & LASSETTRE	16	RESOLUTION 0,2 eV Asymétrie $2s2p\ ^1P$
	"	He,Ne,Ar	"	SIMPSON,CHAMBERLAIN & MIELCZAREK	17	RESOLUTION ≃ 0,1 eV POSITIONS DES NIVEAUX
	"	Ar	"	PERESSE, GELEBART & LE NADAN	18	RESOLUTION ≃ 0,1 eV POSITIONS ET ANALYSE DES NIVEAUX
	ION He^+	He	ION He^+	BAUDON, BARAT ABIGNOLI (19)	19	RESOLUTION ≃ 5 eV pic à 60 eV rien avec H^+ - He

TABLEAU 1.1. (suite)

B - DETECTION DU PRODUIT DE LA COLLISION

Méthode	particule incidente	cible	particule détectée	Auteurs	Réf.	caractéristiques
DETECTION DU PHOTON	He^+	feuille de carbone	PHOTON	BERRY, DESESQUELLES,DUFAF	21,22	Spectres optiques- Durée de vie.
	ELECTRON	He, Ar	PHOTON	VEILLETTE & MARCHAND	25	Resolution ≃ 0,15 eV - Analyse du spectre selon Fano
DETECTION DE L'ION	ELECTRON	Gaz rares	ION	MARMET & QUEMENER	26-28	Structures ≃ 0,1 % POSITIONS DE NIVEAUX A-QUELQUES IONS NEGATIFS ANALYSES SELON FANO
DETECTION DE L'ELECTRON	IONS He^+	He	ELECTRON EJECTE	BACKER & BERRY	29	Résolution ≃ 0,3 eV Interprétation délicate
	H^+ & H_2^+	He	"	RUDD et RUDD & LANG	33,34	Résolution ≃ 0,25 eV Effet d'échange
	H^+ & He^+	He	"	BORDENAVE,MONTESQUIEU,GLEIZES,RODIERE & BENOIT-CATTIN	36-40	Résolution ≃ 0,30 eV Etude angulaire Analysée en FANO-BALASHOV
	"	He	"	STOLTERFOHT et STOLTERFOHT, RIDDER & ZIEM	41,42	même étude à plus haute énergie
	ELECTRON	He	"	MELHORN	43	Assymétrie de pic Résolution ≃ 1 eV
				ODA,NISHIMURA & TAHIRA	44	
				SUZUKI,KONISHI,YAMAMOTO & WAKIYA	45	Résolution ≃ 0,2 eV
	"	He, Ne	ELECTRON EJECTE & DIFFUSE	COMER & READ	46	Résolution ≃ 0,06 eV
		Ar	"	PERESSE,GELEBART & LE NADAN	18	Résolution ≃ 0,09 eV
	"	He	ELECTRON EJECTE	HICKS,CVEJANOVIC,COMER,READ	46 à	Variation position apparente seuil; 50 meV
	"	Ar	"	COMER & READ	48	Positions structures Ar 0,035 eV
	"	He	"	SUZUKI	115	Etude angulaire - Pas d'analyse 0,07 eV
	"	He	"	GELEBART, TWEED & PERESSE	52	Sections efficaces *absolues* d'autoionisation Etude angulaire

1.2 - ASPECTS THEORIQUES DE L'AUTOIONISATION DE L'HELIUM

1.2.0 - Introduction

L'interaction entre une configuration d'état discret et une configuration d'état continu a été décrite théoriquement par FANO (53) en 1935 et appliquée aux spectres d'arc des gaz rares obtenus par BEUTLER à cette même époque (54).

En 1961, FANO (1) a repris sa théorie et l'a appliquée aux résultats expérimentaux de SILVERMAN et LASSETTRE (16) concernant la diffusion inélastique d'électrons par les atomes d'hélium.

Plus récemment, la théorie de FANO a été utilisée par MADDEN et CODLING (6 à 9) pour interpréter les spectres de photo-absorption des gaz rares dans l'ultraviolet lointain.

Par ailleurs SHORE (56 à 58) a obtenu une paramétrisation comparable pour décrire théoriquement la diffusion de la lumière. Dans le cadre de l'approximation de BORN, BALASHOV, SENASHENKO et LIPOVETSKI (2, 60 à 65) ont appliqué la théorie de FANO à l'étude de l'électron de désexcitation et aussi à celle de la particule collisionnelle (ion ou électron) qui a excité l'atome sur les niveaux autoionisants ; leurs résultats ont été utilisés par BORDENAVE-MONTESQUIEU et al. (35 à 40) qui ont bombardé les atomes d'hélium par un faisceau d'ions.

Nous utiliserons également la théorie de FANO et son adaptation par BALASHOV qui, on vient de le voir, convient aussi à l'excitation par des électrons.

Nous nous proposons d'utiliser les expressions, sous forme paramétrique, des sections efficaces différentielles d'autoionisation que nous comparerons à nos mesures expérimentales. La sections efficace σ est reliée à l'amplitude de choc f qui elle-même s'exprime en utilisant la fonction d'onde décrivant l'état de l'hélium doublement excité.

- Nous partirons des résultats exposés par MOTT et MASSEY (66) (page 54) concernant l'expression, en un développement en ondes par-

tielles, de la fonction d'onde qui décrit l'état du système résultant de la collision électron-atome d'hélium,

- puis nous utiliserons la théorie de FANO pour écrire la fonction d'onde qui décrit l'interaction entre les états discrets et les états continus d'ionisation directe.

- Ensuite nous exprimerons les sections efficaces d'autoionisation en partant de l'expression de l'amplitude de choc donnée par RUDGE et SEATON (67), ce qui nous conduira aux expressions de sections efficaces indiquées par BALASHOV pour les électrons diffusés et les électrons éjectés.

Dans un récent travail, TWEED (3) a montré que sans faire l'approximation de BORN et en tenant compte de la possibilité d'échange entre l'électron incident et un électron de l'atome on retrouve une paramétrisation identique à celle de BALASHOV.

Enfin nous comparerons rapidement l'autoionisation obtenue par une excitation à l'aide de photons, d'électrons ou d'ions.

1.2.1 - Expression de la fonction d'onde dans un développement en ondes partielles

1.2.1.1 - Aspects qualitatifs et règles de sélection pour l'autoionisation

Chaque état de l'atome d'hélium peut, en remplaçant le potentiel interélectronique par une expression approchée, être décrit par des configurations orbitales de différents types :

$$\text{a)} \quad \begin{matrix} 1s^2 & 1s\,2s & 1s\,3s & \ldots\ldots & 1s\,E_{cs} \\ & 1s\,2p & 1s\,3p & \ldots\ldots & 1s\,E_{cp} \end{matrix} \qquad (1)$$

où un des électrons est toujours dans l'orbitale fondamentale 1s ; E_{cs} , E_{cp} ... sont des orbitales du continuum d'énergie positive et de moment angulaire l = 0,1 ...

b) $2s^2$ $\quad$ 2s 3s ..... 2s (E_{cs})

2s 2p 2s 3p ..... 2s (E_{cp})

$2p^2$ $\quad$ 2p 3p ..... 2p (E_{cp})

2p 3s 2p 4s ..... 2p (E_{cs})

Le schéma de la *figure (1.4)* illustre cette situation. On peut remarquer que l'énergie des orbitales doublement excitées (II) coïncide avec l'énergie des orbitales E_c du continuum de simple ionisation. Il y a ainsi dégénérescence en énergie entre les configurations des états liés de double excitation $\phi_\mathcal{I}$ et des états continus de simple ionisation $\psi_\mathcal{I}^{NR}$. Cette dégénérescence peut être levée en traitant comme une *perturbation* la différence entre le vrai potentiel interélectronique et le potentiel approché. Il en résulte un état $\psi_\mathcal{I}^{R}$ qui est un mélange des configurations de continu et des configurations doublement excitées. La forme asymptotique de la fonction d'onde issue de ce calcul de perturbation comporte une grande probabilité de trouver des électrons à l'infini (ionisation) ; à certaines énergies la fonction d'onde a , près de l'origine, une allure proche de celle d'un état excité ; ceci permet un bon recouvrement avec la fonction d'onde de l'état fondamental de l'atome. La probabilité de transition à l'état $\psi_\mathcal{I}^{R}$ est ainsi renforcée. La forte prédominance de la partie asymptotique par rapport à la partie près de l'origine entraîne une forte probabilité d'obtenir des électrons éjectés plutôt que d'observer une désexcitation par émission d'un photon : d'où l'intérêt de détecter *expérimentalement* l'électron éjecté plutôt que le photon de désexcitation.

Les règles de sélection pour l'autoionisation ont été étudiées par FELDMAN et NOVICH (69). La perturbation est due à l'interaction coulombienne des électrons, ce qui entraîne que l'état autoionisant $\psi_\mathcal{I}^{R}$ et l'état final de l'électron éjecté plus l'ion doivent avoir la même parité π et le même moment angulaire total J. Dans le cas du couplage L.S, qui s'applique aux atomes légers (He, Ne) où le moment angulaire L et le spin S sont des nombres quantiques adaptés, s'ajoute la conservation du moment angulaire L et du spin S

$$\Delta\pi = \Delta J = \Delta L = \Delta S = 0$$

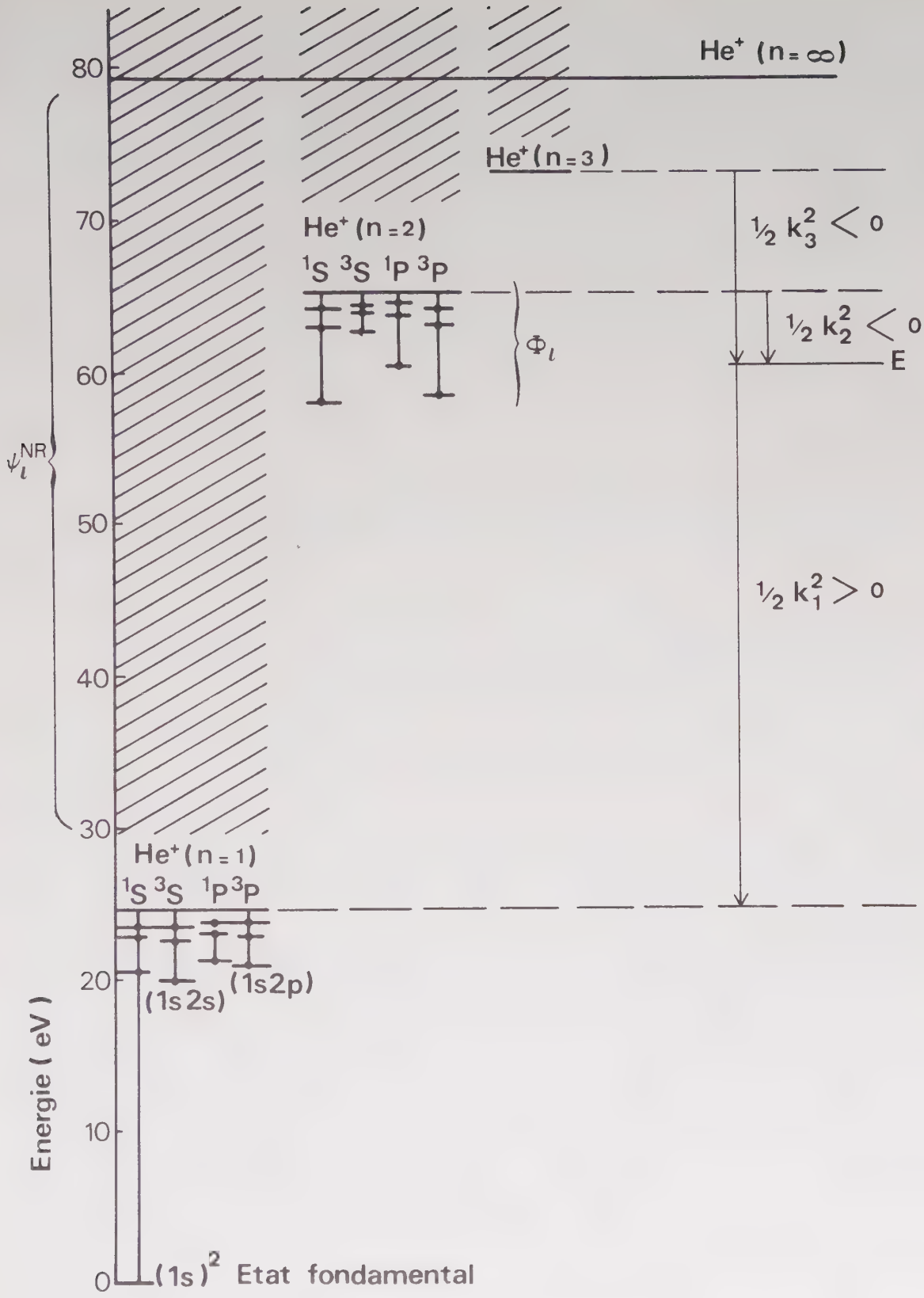


FIG.1.4 HELIUM. Séries de niveaux discrets et continus.

1.2.1.2 - Aspect quantitatif

Nous reprenons ici le travail développé dans MOTT et MASSEY. L'équation de SCHRODINGER du système ion hélium + électron s'écrit :

$$\left(-\frac{1}{2}(\nabla_1^2+\nabla_2^2)-\frac{Z}{r_1}-\frac{Z}{r_2}+\frac{1}{r_{12}}-E\right)\Psi=0 \qquad (1.1)$$

où r_1 définit la position de l'électron de l'ion
r_2 définit la position de l'électron éjecté
Z est le numéro atomique
E est l'énergie du système

On peut remarquer que d'une part le rôle de r_1 et r_2 est tout à fait symétrique et d'autre part que le champ utilisé est un champ coulombien.

Quand on passe à la limite $r_2 \to \infty$ (cas de l'expérience)

$$\lim_{r_2\to\infty} \Psi = \Psi^{\infty}$$

Ψ^{∞} est solution de l'équation

$$\left(-\frac{1}{2}(\nabla_1^2+\Delta_2^2)-\frac{Z}{r_1}-\frac{Z-1}{r_2}-E\right)\Psi^{\infty}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=0 \qquad (1.2)$$

L'absence de termes croisés en r_1 et r_2 permet de séparer les 2 variables r_1 et r_2 en donnant 2 équations de SCHROEDINGER l'une avec un potentiel en $\frac{Z}{r_1}$ l'autre avec un potentiel en $\frac{Z-1}{r_2}$; la première fournit une solution sous la forme d'une fonction discrète (en r_1) décrivant l'état de l'ion et la seconde fournit une solution sous la forme d'une fonction continue (en r_2 ; MOTT et MASSEY p. 56). L'expression $\Psi^{\infty}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$ est le produit de ces deux solutions :

$$\Psi^{\infty}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\frac{1}{r_1}\Psi_{ion}(\vec{r}_1)\,(2\pi)^{-3/2}\,\chi((Z-1),-\vec{k}'|\vec{r}_2) \qquad (1.3)$$

avec

$$\chi((Z-1),-\vec{k}'|\vec{r}_2)=e^{-\pi\eta/2}\,\Gamma(1+i\eta)\,e^{i\vec{k}'.\vec{r}_2}\,{}_1F_1(-i\eta;1;i(k'r_2-\vec{k}'.\vec{r}_2)) \qquad (1.4)$$

${}_1F_1$ fonction hypergéométrique confluente

$\eta = \frac{(Z-1)}{k'}$

$E = E_{ion} + \frac{1}{2} k'^2$

Développons χ en ondes partielles (MOTT et MASSEY (66) p.54).

$$\chi((Z-1),-\vec{k}'|r_2) = \frac{1}{k'r_2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} P_l(\hat{k}'.\hat{r}_2) F((Z-1),k',l|r_2)$$

$\hat{k}'$: vecteur unitaire de k'

où $\sigma_l = \arg \Gamma (l+1+i\eta)$ (1.6a)

avec

$$F((Z-1), k', l|r_2) = e^{-\pi\eta/2} \frac{|\Gamma(l+1+i\eta)|}{2(2l+1)!} (2k'r_2)^{l+1} e^{ik'r_2} \quad (1.7)$$

$$\times \ {}_1F_1 (l+1+i\eta ; 2l+2 , -2i k' r_2)$$

A la limite ($r_2 \to \infty$) ceci se réduit à

$$F(Z-1,k',l|r_2) \sim \sin(k'r_2 - l\frac{\pi}{2} + \sigma_l - \eta \log 2k'r_2) \quad (1.8)$$

On admet que l'ion est toujours pris dans son état fondamental ; de ce fait $\psi_{ion}(\vec{r}_1)$ se réduit à :

$$\Psi_{ion}(\vec{r}_1) = \psi_{ion}(r_1).Y_{oo}(\hat{r}_1) \quad (1.8a)$$

Y_{oo} harmonique sphérique

La fonction d'onde totale Ψ s'exprime alors en ondes partielles d'après (1.6)

$$\Psi^{\infty}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \frac{1}{k'^{1/2} r_1 r_2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} P_l(\hat{k}'.\hat{r}_2) Y_{oo}(\hat{r}_1) \psi_l(r_1,r_2) \quad (1.9)$$

$$\psi_l(r_1,r_2) \sim \psi_{ion}(r_1) (\frac{2}{\pi k'})^{1/2} \sin(k'r_2 - l\frac{\pi}{2} + \sigma_l - \eta \log 2k'r_2) \quad (1.10)$$

Au lieu d'admettre que l'ion est pris dans son état fondamental on aurait pu développer une solution sur la base de tous les états de

l'ion. Il existe plusieurs études complètes de cette généralisation dont celles de BURKE et SEATON (70) et de BELY (71). Dans ces travaux on part de l'excitation d'un ion He^+ par collision avec un électron ; le système peut atteindre des niveaux autoionisants de l'atome He qui se décompose en redonnant un électron et un ion.

Du point de vue mathématique, une base complète pour le développement de la fonction d'onde comporte une infinité d'états ; en pratique on se limite à N états. Il existe ainsi N solutions indépendantes, d'indice μ, qui satisfont l'équation de SCHROEDINGER de manière approchée. ψ est alors de la forme :

$$\psi^{\mu}_{\ell',\ell}(r_1,r_2) = \sum_n \psi^{n\ell'}_{ion}(r_1).F^{\mu}_{n\ell}(r_2) \qquad (1.13)$$

ℓ' : nombre quantique azimutal de l'ion

ℓ : nombre quantique azimutal de l'électron éjecté

On peut choisir des combinaisons linéaires des N solutions pour obtenir une forme asymptotique de la fonction d'onde décrivant l'expérience, ce qui détermine la forme asymptotique des $F^{\mu}_{n\ell}(r_2)$.

Dans le cas de l'excitation par un électron d'un ion dans un état donné, la combinaison linéaire comprend un terme qui représente l'électron projeté sur l'ion dans l'état μ (voie d'entrée) et d'autres termes qui représentent l'électron sortant et l'ion dans différents états avec différentes probabilités d'excitation (voies de sortie).

Dans le cas de notre expérience la forme asymptotique requise ne comporte plus de voie d'entrée particulière μ puisqu'on utilise un atome et non plus un ion : l'électron incident sert simplement à fournir à l'atome une certaine quantité d'énergie, de moment angulaire et de spin. La fonction $F^{\mu}_{n\ell}(r_2)$ a la forme asymptotique de l'équation (1.8) à un facteur de phase près.

En tenant compte de la solution irrégulière de (1.2) dans la région asymptotique BELY, page 7 (71), obtient une forme plus générale

$$F^{\mu}_{n\ell}(r_2) \sim \left(\frac{2}{\pi k'}\right)^{1/2} \exp i\,(k'_n r_2 - \frac{\ell\pi}{2} + \sigma_\ell - n \log 2 k'_n r_2) \qquad (1.14)$$

Supposons que l'énergie de l'état ψ_ℓ soit comprise entre l'état fondamental n = 1 et le premier état excité n = 2 de l'ion. D'après la relation (1.5) et en se reportant à la *figure (1.4)* , k'_n avec $n \geq 2$ est imaginaire, ce qui entraîne pour les facteurs exp $i(k'_n r_2 \ldots)$ correspondants une décroissance rapide quand r_2 augmente, de sorte qu'il ne reste que le terme oscillatoire correspondant à l'ion dans son état fondamental. *Ainsi conserver la forme asymptotique tirée de* (1.9)*et*(1.10) *revient à se limiter à un domaine d'énergie compris entre le premier et le deuxième état de l'ion et à introduire un facteur de phase global.*

En séparant dans (1.9) les fonctions résonnantes ψ^R_ℓ et non résonnantes ψ^{NR}_ℓ , nous pouvons écrire :

$$\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \frac{1}{k'^{1/2} r_1 r_2}\left\{\sum_{\ell\to\ell_{NR}} \frac{(2\ell+1)}{4\pi} i^\ell e^{i\sigma_\ell} Y_{oo}(\hat{r}_1) P_\ell(\hat{k}'.\hat{r}_2)\psi^{NR}_\ell(r_1,r_2)\right.$$

$$\left. + \sum_{\ell\to\ell_R} \frac{(2\ell+1)}{4\pi} i^\ell e^{i\sigma_\ell} Y_{oo}(\hat{r}_1) P_\ell(\hat{k}'.\hat{r}_2)\psi^{R}_\ell(r_1,r_2)\right\} \qquad (1.15)$$

où la fonction ψ^R_ℓ est déterminée par les méthodes de FANO (1) que nous développons maintenant dans le cas de l'interaction entre un état discret et un état continu.

1.2.2 - Expression de la fonction d'onde par la théorie de FANO

FANO écrit la fonction d'onde de l'état résonnant ψ^R_ℓ (E) sous la forme d'une combinaison linéaire des fonctions d'onde de l'état discret ϕ_ℓ et de l'état continu ψ^{NR}_ℓ

$$\psi^R_\ell(E) = \alpha(E)\,\phi_\ell + \int \beta(E,E')\,\psi^{NR}_\ell(E')dE' \qquad (1.16)$$

Cette expression doit satisfaire à la condition d'orthogonalité

$$\int \psi^R_{\ell'}(\bar{E})\,\psi^R_\ell(E)\,dr_1\,dr_2 = \delta(\bar{E} - E)\,\delta_{\ell\ell'} \qquad (1.17)$$

et de même

$$\int \psi_{\ell'}^{NR}(\bar{E})\ \psi_{\ell}^{NR}(E)\ dr_1\ dr_2 = \delta(\bar{E} - E)\ \delta_{\ell\ell'} \qquad (1.18)$$

d'où l'on tire :

$$\alpha^{*}(\bar{E})\alpha(E) + \int \beta^{*}(\bar{E},E')\ \beta(E,E')\ dE' = \delta(\bar{E} - E) \qquad (1.19)$$

L'expression (16) satisfait aussi à l'équation de SCHRODINGER

$$(H - E)\ \psi_{\ell}^{R}(E) = 0 \qquad (1.20)$$

ce qui donne :

$$\alpha(E)H\ \phi_{\ell} + \int \beta(E,E')H\ \psi_{\ell}^{NR}(E')dE' = E\{\alpha(E)\ \phi_{\ell} + \int \beta(E,E')\psi_{\ell}^{NR}(E')dE'\} \qquad (1.21)$$

Les normalisations de ϕ_{ℓ} et de $\psi_{\ell}^{NR}(E)$ s'écrivent sous la forme

$$\int \phi_{\ell}\ \phi_{\ell'}\ dr_1\ dr_2 = \delta_{\ell\ell'} \qquad (1.22)$$

$$\int \phi_{\ell}(E)\ \psi_{\ell}^{NR}(E)\ dr_1\ dr_2 = 0 \qquad (1.23)$$

On définit les éléments de matrice de l'hamiltonien H par les relations :

$$< \phi_{\ell}\ |H|\ \phi_{\ell} > = E_{\phi} \qquad (1.24)$$

$$< \phi_{\ell}\ |H|\ \psi_{\ell}^{NR}(E') > = V_{E'} \qquad 1.24a)$$

$$< \psi_{\ell}^{NR}(E')\ |H|\ \phi_{\ell} > = V_{E'}^{*} \qquad 1.24b)$$

$$< \psi_{\ell}^{NR}(E)\ |H|\ \psi_{\ell}^{NR}(E') > = E'\delta(E - E') \qquad (1.25)$$

En multipliant chaque terme de (1.19) à gauche par ϕ_{ℓ} et en intégrant sur tout l'espace des r_1 et r_2 , on trouve :

$$\alpha(E)\ E_{\phi} + \int \beta(E,E')V_{E'}\ dE' = E\ \alpha(E) \qquad (1.26)$$

En opérant de même avec $\psi_{\ell}^{NR}(E')$ on obtient

$$\alpha(E)V^{*}_{E'} + \beta(E,E')E' = E\,\beta(E,E') \tag{1.27}$$

La relation(1.27)peut être formellement résolue sous la forme

$$\beta(E,E') = \{\frac{1}{E-E'} + z'E)\ \delta\ (E-E')\}\ \alpha(E)\ V^{*}_{E'} \tag{1.28}$$

z(E), qui sera déterminé ultérieurement, a pour rôle d'éviter la singularité pour E = E'. Lorsqu'on intègre $(E-E')^{-1}$ on se limite à la partie principale P de l'intégrale.

On reporte (1.28) dans (1.26) et on obtient

$$E_{\phi} + G(E) + z(E)\ |V_E|^2 = E \tag{1.29}$$

avec $$G(E) = P \int \frac{|V_E|^2}{E-E'}\,dE' \tag{1.30}$$

et $$z(E) = \frac{E-E_{\phi}-G(E)}{|V_E|^2} \tag{1.31}$$

On remplace β(E,E') par sa valeur tirée de (1.28) et z(E) par (1.31). Les doubles singularités ainsi obtenues sont traitées par FANO et on obtient finalement

$$|\alpha(E)|^2 = \frac{|V_E|^2}{\{E-E_{\phi}-G(E)\}^2 + \pi^2|V_E|^4} \tag{1.33}$$

En posant

$$\Delta = -\ \text{arc tg}\ \frac{-|V_E|^2}{E-E_{\phi}-G(E)} \tag{1.34}$$

il vient $$\alpha(E) = \frac{\sin\Delta}{\pi\ V_E} \tag{1.35}$$

et

$$\beta(E,E') = \frac{V_{E'}}{\pi V_E}\ \frac{\sin\Delta}{E-E'} - \cos\Delta\ \delta(E-E') \tag{1.36}$$

d'où l'on tire enfin

$$\psi_\ell^R(E) = \frac{\sin \Delta}{\pi V_E}\{\phi_\ell + P \int \frac{V_{E'}}{E-E'} \psi_\ell^{NR}(E')\, dE'\} - \cos \Delta\, \psi_\ell^{NR}(E) \qquad (1.37)$$

$$\text{Posons } \varepsilon_\ell = -\operatorname{cotg} \Delta = \frac{E-E_\phi-G(E)}{\pi |V_E|^2} = \frac{E-E_r}{\pi |V_E|^2} \qquad (1.38)$$

il vient

$$\psi_\ell^R(E) = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_\ell^2}} \left\{\frac{1}{\pi V_E}(\phi_\ell + P \int \frac{V_{E'}}{E-E'} \psi_\ell^{NR}(E')\, dE') + \varepsilon_\ell \psi_\ell^{NR}(E)\right\} \qquad (1.39)$$

En remarquant que

$$\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_\ell^2}} = \frac{1}{i+\varepsilon_\ell} \exp\left(-i(\text{arc tg } \frac{1}{\varepsilon_\ell})\right) \qquad (1.39a)$$

On peut écrire la relation (1.39) sous la forme :

$$\psi_\ell^R(E) = \frac{1}{i+\varepsilon_\ell} \left\{\frac{1}{\pi V_E}(\phi_\ell + P \int \frac{V_{E'}}{E-E'} \psi_\ell^{NR}(E')\, dE') + \varepsilon_\ell\, \psi_\ell^{NR}(E)\right\} \qquad (1.39b)$$

en introduisant un déphasage supplémentaire.

Dans la relation (1.38) nous avons introduit la grandeur E_r. Pour préciser la signification nous traçons les variations de $|\alpha(E)|^2$ en fonction de E selon la relation (1.33) (*figure (1.5)*).

$$|\alpha(E)|^2 = \frac{|V_E|^2}{(E-E_r)^2+\pi^2|V_E|^4} \qquad (1.39c)$$

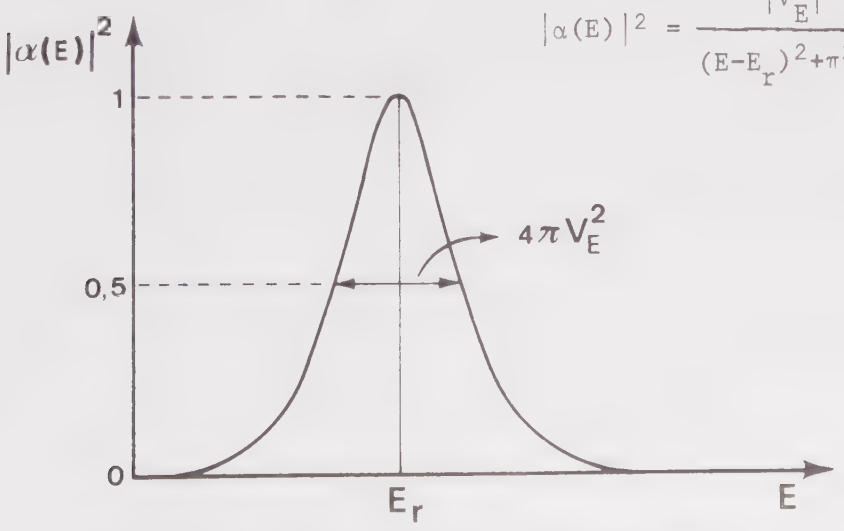


FIG.1.5 Variation du coefficient $\alpha(E)$.

L'interaction du continuum ψ_ℓ^{NR} avec l'état discret ϕ_ℓ d'énergie E_ϕ a élargi l'énergie discrète E_ϕ à un domaine décrit par $|\alpha(E)|^2$; on voit que la 1/2 largeur à mi-hauteur vaut $2\pi|V_E|^2$; on peut donc parler d'une largeur naturelle Γ définie par

$$\Gamma_\ell = 2\pi|V_E|^2 \qquad (1.39d)$$

reliée, d'après le principe de HEISENBERG, à la durée de vie vis-à-vis de l'autoionisation du niveau discret après interaction avec le continuum par la relation :

$$\tau_\ell = \frac{h}{2\pi} \times \frac{1}{\Gamma_\ell}$$

le maximum de $\alpha(E)$ correspond à l'énergie E_r. La position observée E_r de la résonance est donc décalée par rapport à la position E_ϕ de l'état discret selon la relation :

$$E_r = E_\phi + G(E) \qquad (1.39f)$$

avec ces notations ε_ℓ peut s'écrire

$$\varepsilon_\ell = \frac{E-E_{r\ell}}{\frac{1}{2}\Gamma_\ell} \qquad (1.40)$$

1.2.3 - Sections efficaces d'autoionisation

La section efficace totale σ_T est définie par

$$\sigma_T = \int_o^{X/2} d(\tfrac{1}{2}k'^2) \iint |f(k,k')|^2 \frac{k\,k'}{k_o} d\hat{k}\, d\hat{k}' \qquad (1.41)$$

où f(k,k') est l'amplitude de choc et où X^2 s'écrit :

$$X^2 = k'^2 + k^2 = k_o^2 - 2E_i \qquad E_i \text{ potentiel d'ionisation.}$$

$\vec{k}$ impulsion de l'électron diffusé

$\vec{k}_o$ impulsion de l'électron incident

Le terme $|f(k,k')|^2 kk'$ représente le flux des 2 électrons diffu-

sé (k) et éjecté (k') après collision ; k_o représente le flux d'électrons incidents.

L'amplitude de choc f (k,k') est tirée du travail de RUDGE et SEATON (67). en faisant des approximations identiques à celles qui sont utilisées dans MOTT et MASSEY (p.412-414) : dans la collision le système est représenté par une fonction d'onde qui est le produit d'une onde plane, représentant l'électron incident, avec la fonction d'onde ψ_i de l'atome cible

$$\psi_i(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \frac{1}{r_1 r_2}\,\psi_i\,(r_1,r_2)\;Y_{oo}(\hat{r}_1)\;Y_{oo}(\hat{r}_2) \qquad (1.42)$$

On néglige ainsi la distorsion mutuelle des fonctions d'onde de l'électron incident et de l'atome. Dans la voie de sortie une distorsion de ce type n'existe pas non plus ; l'expression de l'amplitude de choc est ainsi obtenue dans le cadre de l'approximation de BORN (MOTT et MASSEY, p. 414).

$$f(\vec{k},\vec{k}') = \frac{2}{|k_o-k|^2}\iint \Psi_i(\vec{r}_1,\vec{r}_2)\{e^{i(k_o-k)r_1}+e^{i(k_o-k)r_2}\}$$
$$(\frac{k'}{X})^{2i\frac{(Z-1)}{k'}}\;\Psi(r_1,r_2)\;\overrightarrow{dr_1},\overrightarrow{dr_2} \qquad (1.43)$$

On peut utiliser l'intégrale de BETHE (72) pour trouver :

$$|f(k,k')|^2 = \frac{4}{K^4}\;|\;\langle\Psi_i\;(e^{i\,\vec{K}.\vec{r}_1}+e^{i\,\vec{K}.\vec{r}_2})|\Psi\rangle|^2 \qquad (1.44)$$

où $\vec{K} = \vec{k}_o - \vec{k}$

A l'aide de (1.9) on obtient :

$$|f(k,k')|^2 =$$

$$\frac{1}{4\pi^2K^4}\left\{\sum_{\ell}\iint \Psi_i(e^{i\vec{K}.\vec{r}_1}+e^{i\vec{K}.\vec{r}_2})\frac{1}{(k')^{1/2}(r_1r_2)}\Psi_\ell(r_1,r_2)(2\ell+1)\right.$$

$$\left.i_\ell\, e^{i\sigma_\ell}\, Y_{oo}(\hat{r}_1).P_\ell(\hat{K}.\hat{r}_2)\,\overrightarrow{dr_1}.\overrightarrow{dr_2}\right\}.\left\{\sum_{\ell'}\iint \Psi_i(e^{i\vec{K}.\vec{r}_1}+e^{i\vec{K}.\vec{r}_2})\right.$$

$$\left.\frac{1}{(k')^{1/2}(r_1r_2)}\,\Psi_{\ell'}(r_1,r_2)(2\ell'+1)i^{\ell'}\,e^{i\sigma_{\ell'}}\,Y_{oo}(\hat{r}_1)P_{\ell'}(\hat{K}.\hat{r}_2)\overrightarrow{dr_1}.\overrightarrow{dr_2}\right\} \tag{1.45}$$

Dans le terme

$$R_\ell(k',K) = \iint\psi_i(e^{i\vec{K}.\vec{r}_1}+e^{i\vec{K}.\vec{r}_2})\frac{1}{(k')^{1/2}(r_1r_2)}\,\Psi_\ell(r_1,r_2)(2\ell+1)$$

$$i_\ell\, e^{i\sigma_\ell}\, Y_{oo}(\hat{r}_1)P_\ell(\hat{K}'.\hat{r}_2)\overrightarrow{dr_1}.\overrightarrow{dr_2} \tag{1.46}$$

$e^{i\vec{K}\vec{r}}$ peut être développé sous la forme

$$e^{i\vec{K}\vec{r}} = \sum_{\lambda}\,(2\lambda+1)\,i^\lambda\,P_\lambda(\hat{K},\hat{r})\,F_\lambda\,(Kr) \tag{1.47}$$

avec

$$F_\lambda(K\,r) = \left(\frac{\pi}{2\,k\,r}\right)^{1/2} J_{\lambda+1/2}(K\,r) \tag{1.48}$$

où $J_{\lambda+1/2}$ est une fonction de BESSEL.

Donc

$$R_\ell(k',K) = \sum_{\lambda} i^\lambda\,(2\lambda+1)\,i^\ell\,e^{i\sigma_\ell}\,\frac{1}{(k')^{1/2}}\,(2\ell+1)(A_1+A_2) \tag{1.49}$$

avec

$$A_1 = \iint\psi_i(r_1,r_2)F_\lambda(K\,r_2)\psi_\ell(r_1,r_2)dr_1.dr_2\int Y_{oo}(\hat{r}_1)Y_{oo}(\hat{r}_1)d\hat{r}_1$$

$$\int Y_{oo}(\hat{r}_2)P_\lambda(\hat{K}.\hat{r}_2)P_\ell(\hat{K}'.r_2)d\hat{r}_2$$

$$A_2 = \iint \psi_i(r_1,r_2) F\ (K\ r_1) \psi_\ell(r_1,r_2) dr_1\ dr_2 \int Y_{oo}(\hat{r}_2) P\ (\hat{k}'.\hat{r}_2) d\hat{r}_2$$

$$\int Y_{oo}(\hat{r}_1) P_\lambda(\hat{K}.\hat{r}_1)\ Y_{oo}(\hat{r}_1) d\hat{r}_1$$

Développons $P_\ell\ (\hat{k}'.\hat{r}_2)$ en harmoniques sphériques

$$P_\ell(\hat{k}'.\hat{r}_2) = \sum_m \frac{4\pi}{2\ell+1} Y^*_{\ell m}\ (\hat{k}').Y_{\ell m}\ (\hat{r}_2) \qquad (1.50)$$

Par ailleurs

$$Y_{oo}(\hat{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \qquad (1.51)$$

Posons

$$B_1 = \int Y_{oo}(\hat{r}_1) Y_{oo}(\hat{r}_1) d\hat{r}_1 \int Y_{oo}(\hat{r}_2) P_\lambda(\hat{K}.\hat{r}_2) P_\ell(\hat{k}'.\hat{r}_2) d\hat{r}_2$$

D'après les relations précédentes il vient :

$$B_1 = (4\pi)^{-1/2} \sum_{\substack{m \\ m'}} \frac{(4\pi)^2}{(2\lambda+1)(2\ell+1)}\ Y_{\ell m}(\hat{k}') Y^*_{\lambda m}(\hat{K}) \int Y_{\lambda m'}(\hat{r}_2) Y^*_{\ell m}(\hat{r}_2) d\hat{r}_2 \qquad (1.52)$$

$$B_1 = \frac{(4\pi)^{3/2}}{(2\lambda+1)(2\ell+1)} \sum_{\substack{m \\ m'}} Y_{\ell m}(\hat{k}') Y^*_{\lambda m'}(\hat{K})\ \delta_{\ell\lambda}\ \delta_{m,m'} \qquad (1.53)$$

$$B_1 = \frac{(4\pi)^{1/2}}{2\ell+1}\ \delta_{\lambda_\ell} P_\ell(\hat{K}.\hat{k}') \qquad (1.54)$$

On opère de manière analogue avec le terme

$$B_2 = \int Y_{oo}(\hat{r}_1) P_\lambda(\hat{K}.\hat{r}_1) Y_{oo}(\hat{r}_1) d\hat{r}_1 \int Y_{oo}(\hat{r}_2) P_\ell(\hat{k}'.\hat{r}_2) d\hat{r}_2 \qquad (1.54a)$$

$$B_2 = \sum_{\mu m} \frac{(4\pi)^2}{(2\ell+1)(2\lambda+1)}\ Y_{\lambda\mu}(\hat{K}) Y^*_{\ell m}(\hat{k}') \int Y_{oo}(\hat{r}_1) Y^*_{\lambda\mu}(\hat{r}_1) Y_{oo}(\hat{r}_1) d\hat{r}_1 \qquad (1.54b)$$

$$\int Y_{oo}(\hat{r}_2) Y_{\ell m}(\hat{r}_2) d\hat{r}_2$$

$$B_2 = \frac{(4\pi)^{3/2}}{(2l+1)(2\lambda+1)} Y_{\lambda\mu}(\hat{R}) Y^*_{lm}(\hat{k}') \delta_{\lambda o} \delta_{\mu o} \delta_{lo} \delta_{mo} \qquad (1.54c)$$

$$B_2 = \frac{(4\pi)^{1/2}}{2l+1} \delta_{lo} \sum_{m=-l}^{m=l} \frac{4\pi}{2l+1} Y_{lm}(\hat{R}) Y^*_{lm}(\hat{k}') \delta_{\lambda o} \qquad (1.54d)$$

$$B_2 = \delta_{lo} \frac{(4\pi)^{1/2}}{2l+1} P_l(\hat{R},\hat{k}') \delta_{l\lambda} \qquad (1.54e)$$

et enfin en reportant B_1 et B_2 dans A_1 et A_2 , il vient :

$$R_l(k',K) = i^{2l} e^{i\sigma_l} (2l+1) \frac{(4\pi)^{1/2}}{(k')^{1/2}} P_l(\hat{R},\hat{k}') \left\{ \iint \psi_i(r_1,r_2) F_l(Kr_2) \right.$$

$$\left. \psi_l(r_1,r_2) dr_1 dr_2 + \delta_{lo} \iint \psi_i(r_1,r_2) F_o(K r_1) \psi_o(r_1,r_2) dr_1 dr_2 \right\} \qquad (1.55)$$

En utilisant ce dernier résultat dans l'expression de l'amplitude de choc (relation (1.45), on peut écrire :

$$|f(k,k')|^2 = \frac{1}{4\pi K^4 k'} \sum_l e^{i\sigma_l} (2l+1)^2 P_l(\hat{R},\hat{k}') \left\{ \iint \psi_i(r_1,r_2) F_l(Kr_2) \psi_l(r_1,r_2) dr_1 dr_2 \right.$$

$$\left. + \delta_{lo} \iint \psi_i(r_1 r_2) F_o(Kr_1) \psi_o(r_1,r_2) dr_1 dr_2 \right\}$$

$$\cdot \sum_{l'} e^{i\sigma_{l'}} (2l'+1)^2 P^*_{l'}(K.k') \left\{ \iint \Psi_i(r_1,r_2) F_{l'}(Kr_2) \psi_{l'}(r_1,r_2) dr_1 dr_2 \right.$$

$$\left. + \delta_{l'o} \iint \psi_i(r_1,r_2) F_o(Kr_1) \psi_o(r_1,r_2) dr_1 dr_2 \right\} \qquad (1.56)$$

Si l'on intègre $|f(k,k')|^2$ sur $\hat{k}'$ on trouve un terme

$$\int P_l(\hat{R}.\hat{k}') P_{l'}(\hat{R},\hat{k}') d\hat{k}' = \frac{4\pi \delta_{ll'}}{2l+1} \quad \text{(termes croisés nuls)} \qquad (1.57)$$

Ce qui justifie l'écriture

$$|f(k,k')|^2 = \frac{(2l+1)}{K^4 k'} \sum_l |P_l(\hat{R}.\hat{k}')|^2 \left| \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\} \right.$$

$$\left. \psi_l(r_1,r_2)\,dr_1\,dr_2 \right|^2$$

sans changer l'expression de la section efficace totale.

En opérant une distinction entre les termes résonnants et non résonnants on a :

$$|f(k,k')|^2 = \frac{(2l+1)}{K^4 k'} \left(\sum_{l \to l_{NR}} |P_l(\hat{R}.\hat{k}')|^2 \left| \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\} \right. \right.$$

$$\left. \psi_l^{NR}(r_1,r_2)\,dr_1\,dr_2 \right|^2 + \sum_{l \to l_R} |P_l(\hat{R}.\hat{k}')|^2 \left| \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\} \right.$$

$$\left. \left. \psi_l^{R}(r_1,r_2)\,dr_1\,dr_2 \right|^2 \right) \qquad (1.59)$$

le terme résonnant de (1.59) devient en utilisant (1.39b)

$$\sum_{l \to l_R} |P_l(\hat{R}.\hat{k}')|^2 \left| \int \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\right. \quad \frac{1}{i+\varepsilon_l}$$

$$\left. \{\frac{1}{\pi V_E}(\phi_l + P\int \frac{V_{E'}}{E-E'} \psi_l^{NR}(E')\,dE') + \varepsilon_l \psi_l^{NR}(E)\} dr_1\,dr_2 \right|^2 \qquad (1.60)$$

On pose maintenant :

$$q_l = \frac{\iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\}(\phi_l + P\int \frac{V_{E'}}{E-E'} \psi_l^{NR}(E')\,dE')\,dr_1 dr_2}{\pi V_E \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\}\psi_l^{NR}(E)\,dr_1\,dr_2} \qquad (1.61)$$

q_l est un facteur sans dimension qui caractérise le profil de résonance.

En reportant ce coefficient dans (1.60) il vient pour le terme résonnant :

$$\sum_{l \to l_R} |P_l(\hat{R}.\hat{k}')|^2 \left| \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\}\psi_l^{NR}(E)\,dr_1 dr_2 \right|^2 \left| \frac{q_l+\varepsilon_l}{i+\varepsilon_l} \right|^2 \tag{1.62}$$

On peut remarquer que $$\frac{q_l+\varepsilon_l}{i+\varepsilon_l} = \frac{q_l-i}{i+\varepsilon_l} + 1 \tag{1.63}$$

ce qui donne en tenant compte de (1.59) :

$$|f(\vec{k}.\vec{k}')|^2 = \frac{(2l+1)}{K^4k'} \left(\sum_{l \to l_{NR}} |P_l(\hat{R}.\hat{k}')e^{i\sigma_l} \iint \psi_i(r_1,r_2) \left\{ F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1) \right\} \right.$$

$$\psi_l^{NR}(E)\,dr_1 dr_2|^2 + \sum_{l \to l_R} \left| e^{i\sigma_l} P_l(\hat{R}.\hat{k}') \iint \psi_i(r_1,r_2)\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1)\} \right.$$

$$\left. \left. \psi_l^{NR}(E)\,dr_1 dr_2 \; \frac{q_l+\varepsilon_l}{i+\varepsilon_l} \right|^2 \right) \tag{1.64}$$

En opérant selon la technique indiquée par BALASHOV, nous pouvons poser :

$$f(\vec{k}.\vec{k}') = \frac{(4\pi)^{1/2}}{K^2k'^{1/2}} \left(t(k',K) + \sum_{l \to l_R} t_l(k',K) \frac{q_l-i}{i+\varepsilon_l} \right) \tag{1.65}$$

où $$t_l(k',K) = e^{i\sigma_l}(2l+1)P_l(\hat{R}.\hat{k}')(4\pi)^{-1/2} \iint \psi_i(r_1,r_2) \left\{ F_l(Kr_2)+\delta_{lo}F_o(Kr_1) \right\}$$

$$\psi_l^{NR}(r_1,r_2)\,dr_1\,dr_2$$

et $t = \sum_l t_l$

A partir de l'équation (1.40) on peut écrire :

$$\sigma_T = \int dE \int d\hat{k}' \int \sigma(E,\hat{k}',\hat{k})\; d\hat{k} \tag{1.67}$$

où $\sigma(E,\hat{k}',\hat{k})$ est une section efficace triplement différentielle qui vaut :

$$\sigma(E,\hat{k}',\hat{k}) = \frac{4\pi\, k}{K^4 k_o}\left| t(k',K) + \sum_{l \to l_R} t_l\,(k',K)\,\frac{q_l^- \, i}{\varepsilon_l^+ \, i}\right|^2 \qquad (1.68)$$

Dans nos expériences nous collectons les électrons éjectés dans une direction donnée auxquels correspondent des électrons diffusés dans toutes les directions. On définit la section efficace pour les électrons éjectés :

$$\sigma(E,\hat{k}') = \int \sigma(E,\hat{k}',\hat{k})\, d\hat{k} \qquad (1.69)$$

où

$$\sigma(E,\hat{k}',\hat{k}) = \frac{4\pi\, k}{K^4\, k_o}\left\{\left|t(k',K)\right|^2 + \sum_{l \to l_R}\left|t_l\,(k',K)\,\frac{q_l^- \, i}{\varepsilon_l^+ \, i}\right|^2\right.$$

$$+ \sum_{l \to l_R} 2R\,(t_l\,(k',K)\; t_l^*\,(k',K)\,\frac{q_l^- \, i}{\varepsilon_l^+ \, i} \qquad (1.70)$$

$$\left. + \sum_{l' \neq l \to l_R} 2R(t_l(k',K)\; t_{l'}^*(k',K)\,\frac{q_l^- i}{\varepsilon_l^{\,+i}} \times \frac{q_{l'}^{\,+i}}{\varepsilon_{l'}^{\,-i}})\right\}$$

Lorsque les niveaux résonnants sont suffisamment séparés l'un des facteur du terme

$$\frac{q_l^- i}{\varepsilon_l^+ i} \times \frac{q_{l'}^{\,+i}}{\varepsilon_{l'}^{\,-i}} \qquad (1.71)$$

est pratiquement nul, ce qui permet de négliger la dernière partie de la relation (1.70)

En utilisant (1.69) et (1.70) on obtient :

$$\sigma(E,k') = \sigma_{direct}(k',E) + \sum_{l \to l_R} \frac{a_l(k',E)\;\varepsilon_l + b_l(k',E)}{1 + \varepsilon_l^2} \qquad (1.72)$$

où $$\sigma_{direct}(k',E) = \frac{4\pi\, k}{k_o}\int \frac{d\hat{k}'}{K^4}\,\left|t(k',K)\right|^2 \qquad (1.73)$$

$$a_l(k',E) = \frac{8\pi k}{k_o} R\left\{\int\frac{d\hat{k}'}{K^4} t(k',K)\ t_l^*(k',K)\ (q_l - i)\right\} \tag{1.74}$$

$$b_l(k',E) = \frac{4\pi k}{k_o} \left\{\int\frac{d\hat{k}'}{K^4} |t_l(k',K)|^2\ (q_l^2 + 1)\right. \tag{1.75}$$

$$\left. + 2I\left\{\int\frac{dk'}{K^4}\ t(k',K)\ t_l^*(k',K)\ (q_l - i)\right\}\right.$$

Lorsqu'on collecte des électrons diffusés dans une direction donnée auxquels correspondent des électrons éjectés dans toutes les directions, on peut opérer de manière analogue

$$\sigma(E,\hat{k}) = \int\sigma(E,\hat{k}',\ \hat{k})d\hat{k}' \tag{1.76}$$

Pour évaluer cette intégrale on peut partir de la relation (1.64) dans laquelle on pose :

$$W_l = \frac{1}{4\pi}\int\int\psi_i(r_1,r_2)\left\{F_l(Kr_2)+\delta_{lo}\ F_o(Kr_1)\ \psi_l^{NR}(r_1,r_2)dr_1dr_2\right. \tag{1.77}$$

En utilisant la relation (57) il vient :

$$\sigma(E,\hat{k}) = \frac{16\pi^2 k}{K^4\ k_o}\sum_{l\to l_{NR}}(2l+1)|W_l|^2 + \sum_{l\to l_R}(2l+1)|W_l|^2\ \frac{(q_l+\varepsilon_l)^2}{1+\varepsilon_l^2} \tag{1.78}$$

En posant

$$\sigma_{fond} = \frac{16\pi^2 k}{K^4\ k_o}\sum_{l\to l_{NR}}(2l+1)|W_l|^2 \tag{1.79}$$

et

$$\sigma_{l,res} = \frac{16\pi^2 k}{K^4\ k_o}(2l+1)|W_l|^2 \tag{1.80}$$

on obtient une relation analogue à celle de BALASHOV :

$$\sigma(E,\hat{k}) = \sigma_{fond} + \sum_{l\to l_R}\sigma_{l,res}\ \frac{(q_l+\varepsilon_l)^2}{1+\varepsilon_l^2} \tag{1.81}$$

La *figure (1.6)* montre les différents aspects des profils de FANO $\sigma_r \frac{(q+\varepsilon)^2}{1+\varepsilon^2}$ en fonction de q.

1.2.4 - Généralisation

L'application des résultats de BALASHOV est limitée pour 2 raisons:

- les calculs ont été faits dans l'approximation de BORN
- la possibilité d'échange entre électron incident et électrons de l'atome est exclue.

TWEED (68) a levé ces restrictions en montrant qu'il est possible d'obtenir, en tenant compte de l'échange et indépendamment de toute approximation du type BORN, des expressions analogues à (1.72) pour les électrons éjectés et à (1.81) pour les électrons diffusés.

$$\sigma(E,\hat{k}') = \sigma(E,k') + \sum_{l,S} (2S+1) \frac{a_{l,S}(E,k')\ \varepsilon_{l,S} + b_{l,S}(E,k')}{1 + \varepsilon^2_{l,S}} \qquad (1.82)$$

$$\sigma(E,\hat{k}) = \sigma_{fond} + \sum_{l,S} (2S+1)\sigma_{l,S}(E,k) \frac{\{q_{l,S}(E,k)+\varepsilon_{l,S}\}^2}{1 + \varepsilon^2_{l,S}}$$

S désignant le spin total.

Les expressions de $q_{l,S}$, $a_{l,S}$, $b_{l,S}$ et $\varepsilon_{l,S}$ deviennent plus complexes que celles de q_l , a_l , b_l et ε_l , tout en restant analogues aux expressions (1.61), (1.74), (1.75) et (1.38).

Les seules restrictions à la validité des relations finales (1.82) et (1.83) sont l'hypothèse, faite tout au long de ce développement, d'un écart suffisant en énergie entre les différentes structures d'autoionisation pour que les termes d'interférence entre structures voisines soient négligeables et la limitation à des énergies d'excitation en dessous de l'état n = 2 de l'ion He^+.

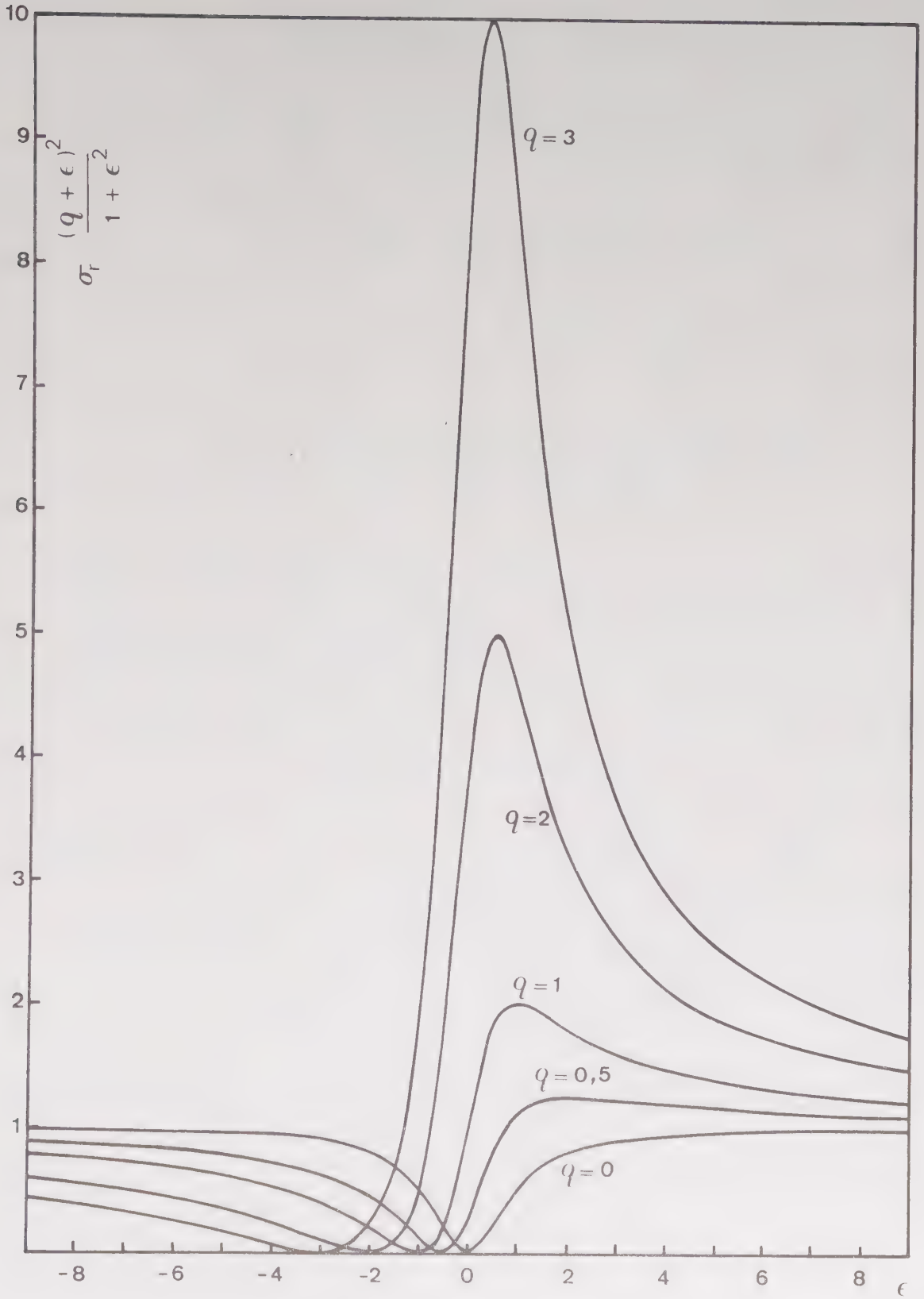


FIG.1.6 PROFILS DE FANO.

1.2.5 - Comparaison de l'excitation par électrons, ions et photons

1.2.5.1 - Electrons - Ions

Appelons ΔE_i la perte d'énergie d'un ion collisionnel

ΔE_e la perte d'énergie d'un électron collisionnel

$\vec{k}_i = \frac{m_i \vec{v}_i}{n}$ l'impulsion de l'ion avant collision (ion de masse m_i et vitesse v_i)

$\vec{k}'_i$ l'impulsion de l'ion après collision

et $\vec{k}_e$, $\vec{k}'_e$ les mêmes grandeurs pour l'électron

Recherchons dans quelles conditions l'énergie cédée à l'atome cible est la même ainsi que la variation d'impulsion $\vec{K}$:

Ceci se traduit par :

$$\frac{1}{2\, m_i} (k_i^2 - k_i'^2) = \frac{1}{2\, m_e} (k_e^2 - k_e'^2)$$

soit $\frac{1}{2\, m_i} (k_i + k'_i)(k_i - k'_i) = \frac{1}{2\, m_e} (k_e + k'_e)(k_e - k'_e)$

et par $\vec{k}_i - \vec{k}'_i = \vec{k}_e - \vec{k}'_e$

Si l'on admet que la diffusion se fait pratiquement vers l'avant

$$k_i - k'_i = k_e - k'_e$$

lorsque la perte d'énergie est faible devant l'énergie du projectile

$$k_i \simeq k'_i \quad \text{et} \quad k_e \simeq k'_e$$

d'où en reportant dans la relation ci-dessus

$$\frac{k_i}{m_i} = \frac{k_e}{m_e} \quad \text{soit} \quad v_i = v_e$$

On pourra donc comparer les résultats obtenus avec des ions comme projectiles à ceux obtenus avec des électrons à condition d'utiliser des projectiles de vitesses égales, du moins tant que la variation d'énergie dans la collision est faible devant l'énergie initiale du projectile incident.

1.2.5.2 - Electrons - Photons

L'amplitude de choc $f(\vec{k}.\vec{k}')$ définie par la relation (1.44) comporte le terme $e^{i\vec{K}\vec{r}_1} + e^{i\vec{K}\vec{r}_2}$

qu'on peut développer sous la forme

$$e^{i\vec{K}\vec{r}} = 1 + i\,\vec{K}.\vec{r} + O(K^2)$$

Si K est petit, c'est-à-dire si en pratique l'énergie de l'électron est grande par rapport à l'énergie d'excitation du niveau autoionisant, on peut se limiter aux deux premiers termes ; la contribution du terme 1 dans (1.44) est nulle du fait de l'orthogonalité des fonctions d'onde ; il ne reste ainsi que le terme

$$|\langle \psi_i | K_1 r_1 \cos\theta_1 + K_2 r_2 \cos\theta_2 | \psi_f \rangle|^2$$

La probabilité de transition par unité de temps dans le as de l'approximation dipolaire (SCHIFF (73) p.253) est de la forme :

$$2\pi\alpha I_{if} \,|\langle \psi_i | r_1 \cos\theta_1 + r_2 \cos\theta_2 | \psi_f \rangle|^2$$

où α est la constante de structure fine de I_{if} l'intensité lumineuse observée dans la transition de l'état initial i à l'état final f.

A partir de ces expressions on peut montrer que les sections efficaces dans les deux types d'expériences est la même. Autrement dit, à haute énergie, l'excitation par des électrons conduit à des expressions de sections efficaces identiques à celle de l'excitation optique (photo absorption) dans l'approximation dipolaire.

PLAN DU CHAPITRE II

2.0 - Introduction 46

2.1 - Description de l'appareil 46

2.1.1 - La source d'électrons 46

2.1.1.1 - Le filament 46

2.1.1.2 - Le sélecteur 48

2.1.1.3 - La lentille électrostatique 50

2.1.2 - Le jet moléculaire 52

2.1.3 - L'analyseur d'électrons 53

2.1.4 - La chaîne électronique de détection 53

2.1.4.0 - Introduction 53

2.1.4.1 - Le multiplicateur d'électrons 55

2.1.4.2 - Les amplificateurs 55

2.1.4.2.1 - Préamplificateur, adaptateur d'impédance 55

2.1.4.2.2 - L'amplificateur PAR 1100 S.A.I.P. 55

2.1.4.3 - Le discriminateur 55

2.1.4.4 - Le sélecteur multicanaux 55

2.1.4.5 - Le tiroir d'intégration linéaire 58

2.1.5 - Le montage électrique 58

2.1.5.1 - Le schéma électrique 58

2.1.5.2 - La compensation du champ magnétique terrestre 58

2.1.5.3 - La rampe électronique 58

2.1.5.3.1 - Principe, réalisation et performance de la rampe 58

2.1.5.3.2 - Décrochement dans la rampe 59

2.1.6 - Pompage et sécurités 62

2.2 - Technique de mesure 64

2.2.0 - Introduction 64

2.2.1 - Conditions de fonctionnement et corrections 65
2.2.1.1 - Variation d'intensité du courant 65
2.2.1.2 - Variation de pression du gaz cible 65
2.2.1.3 - Différence de résolution en énergie 67
2.2.1.4 - Correction de transmission à l'entrée de l'analyseur 67
2.2.1.5 - Correction angulaire 71
2.2.1.6 - Effet Doppler dans la cible 74
2.2.2 - Analyse des spectres d'électrons 75
2.2.2.0 - Introduction 75
2.2.2.1 - Caractéristique des profils 75
2.2.2.2 - Convolution 79
2.2.2.2.1 - Spectres des électrons diffusés 79
2.2.2.2.2 - Spectre des électrons éjectés 79
2.2.2.2.3 - Détermination des caractéristiques des profils d'autoionisation 80
2.2.2.3 - Exemple d'application 80
2.2.3 - Analyse des spectres des atomes d'argon, de krypton et de xénon 80

CHAPITRE II

Montage expérimental et technique de mesure

2.0 - Introduction

Les électrons issus d'un sélecteur électrostatique cylindrique sont focalisés à l'aide d'une lentille électrostatique et accélérés à l'énergie de collision choisie. La collision a lieu dans une zone à champs électrique et magnétique pratiquement nuls, sur un faisceau moléculaire croisé, issu d'une pastille multicapillaire.

Après collision, les électrons sont analysés en angle et en énergie par un analyseur électrostatique identique au sélecteur et stockés dans un sélecteur multicanaux fonctionnant sur le mode multi-échelles.

Les spectres obtenus sont comparés à des spectres théoriques convolués par la fonction d'appareil de l'analyseur. Un programme de minimisation de l'écart entre les spectres théoriques et expérimentaux permet par itérations successives de réduire cet écart à des valeurs de l'ordre de 5 à 10%. Les valeurs de sections efficaces différentielles ainsi obtenues peuvent être exprimées en valeurs absolues par comparaison à des sections efficaces différentielles de diffusion connues, grâce à l'enregistrement simultané de ce spectre de référence et du spectre d'autoionisation.

2.1 - Description de l'appreil

La figure (2.1) représente un schéma général du montage qui comporte essentiellement une source d'électrons, un jet moléculaire, un analyseur d'électrons et un système de détection des électrons et de stockage des impulsions.

2.1.1 - La source d'électrons

2.1.1.1. - Le filament

Les électrons sont émis par un filament de tungstène parcouru par un courant continu d'environ 4 A et disposé parallèlement à la fente d'entrée du sélecteur électrostatique à environ 0,5 mm en avant de celle-ci.

2.1.1.2. - Le sélecteur

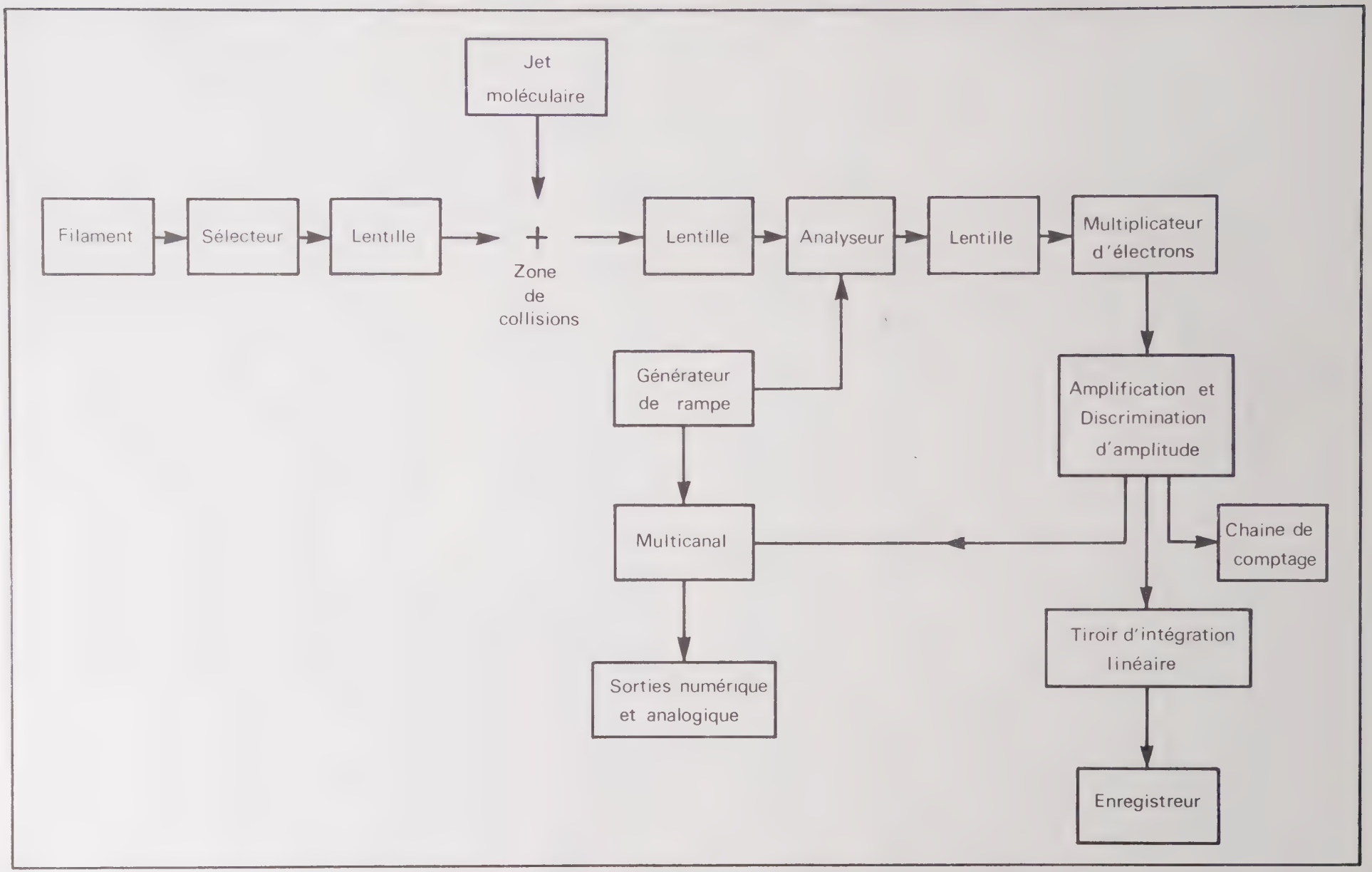


FIG. 2.1 **SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'APPAREILLAGE.**

Nous avons construit un sélecteur électrostatique cylindrique à 127° du type MARMET (74). Il s'agit ici d'obtenir le courant le plus élevé possible pour la résolution la plus fine. Le pouvoir de résolution en énergie $\frac{\Delta eV}{eV}$ est défini par la distribution $e\Delta V$ de l'énergie des électrons autour de l'énergie centrale eV ; il est fourni par la relation de RUDBERG (75) :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{4\alpha^2}{3} + \frac{1}{2}\left[\frac{\ell_1 + \ell_2}{\pi r}\right]^2 + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{r} \qquad (2.1)$$

où α est l'ouverture angulaire des trajectoires des électrons à l'entrée du sélecteur ,

ε_1 et ε_2 la largeur des fentes d'entrée et de sortie

ℓ_1 et ℓ_2 la hauteur des fentes d'entrée et de sortie

r le rayon moyen du sélecteur

Il s'agit en pratique de faire un compromis entre le courant d'autant plus élevé que ε, ℓ , α sont grands et r petit, et la résolution d'autant meilleure que ces mêmes facteurs varient en sens inverse. Nous avons retenu les valeurs suivantes :

$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0{,}3$ mm

$\ell_1 = \ell_2 = 5$ mm

r = 17 mm qui conduisent à des valeurs théoriques de résolution de l'ordre de 50 meV pour les électrons d'énergie 1 eV à l'entrée.

Cette énergie d'analyse eV est reliée à la tension U entre grilles par la relation :

$$\frac{eU}{eV} = 2 \log_e \frac{R_e}{R_i} = k \qquad (2.2)$$

où R_e est le rayon de la grille externe (R_e = 19,5 mm)

R_i est le rayon de la grille interne (R_i = 14,5 mm)

k est la constante du sélecteur ($k \simeq 0{,}60$)

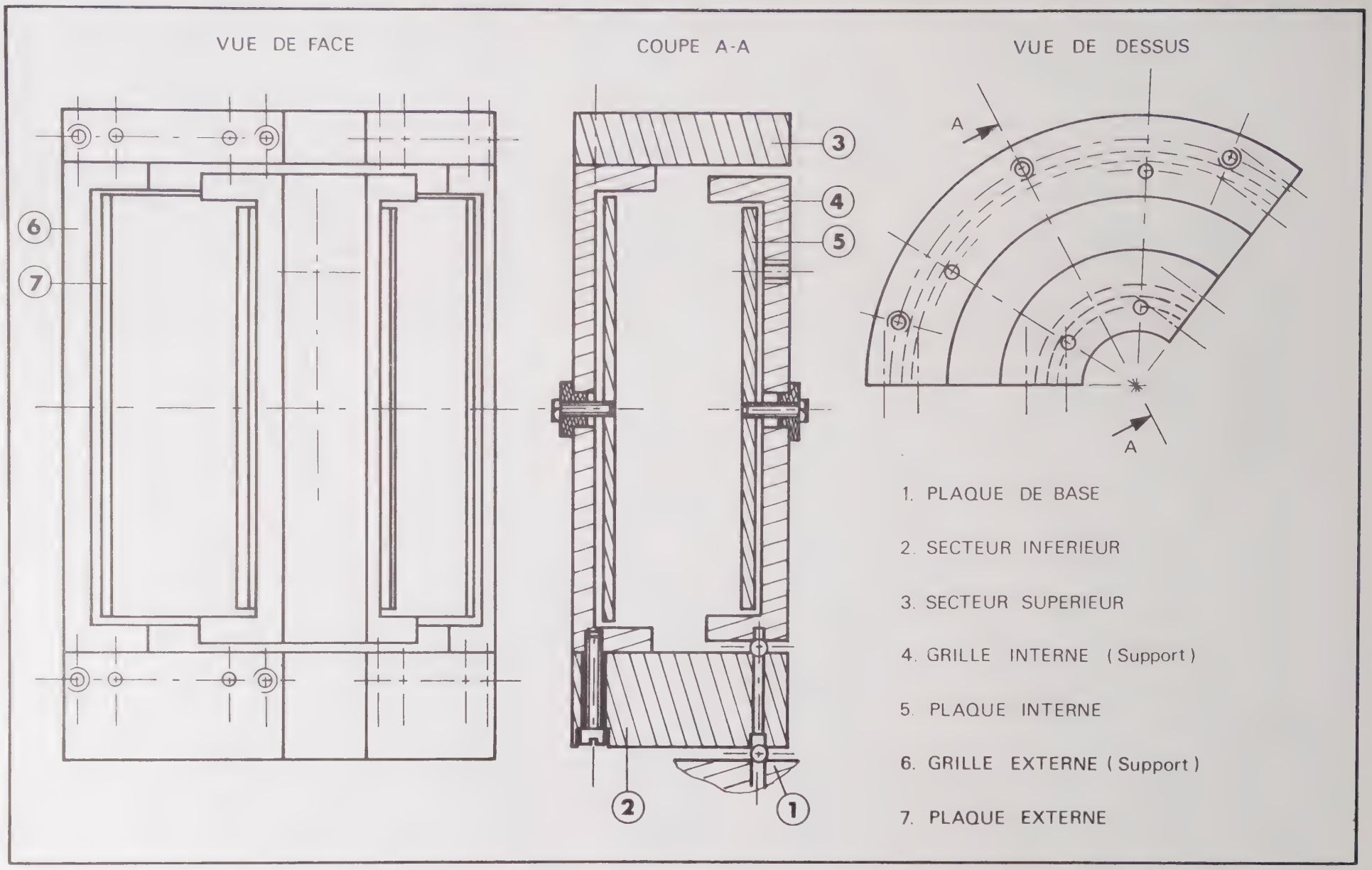


FIG.2.2 **VUE D'ENSEMBLE DU SELECTEUR.**

La difficulté consiste à réaliser effectivement la géométrie étudiée. Les éléments sont réalisés en ARCAP de qualité AP_1. Ils sont positionnés avec une grande précision à l'aide de billes de saphyr (Ø 2 à 4 mm) dont l'incertitude sur le diamètre et la sphéricité est de 5 microns. Les grilles sont réalisées en fil de tungstène de 5/100 de mm de diamètre, enroulé sur des supports munis d'encoches disposées régulièrement. On obtient ainsi une grille parfaitement régulière de 90% de transparence. La *figure* (2.2) fournit une vue d'ensemble du plan de réalisation du sélecteur.

2.1.1.3 - La lentille électrostatique

La lentille électrostatique utilisée a été décrite par R.E. IMHOF et F.H. READ (76). Elle est constituée de plaques planes parallèles percées d'orifices circulaires. Le matériau utilisé est l'ARCAP qualité AP4 (fig (2.3A)).

L_1 est la fente de sortie du sélecteur. L_2 est une fente accélératrice portée à environ + 10V par rapport à L_1 ; son centre S est le point source de la lentille ; le point image est le centre C de la zone de collision.

Le champ électrique est nul dans le domaine L_2-L_3 (potentiel (V_1) et au-delà de L_5 (potentiel V_3 qui est ici la masse électrique du montage). La focalisation est obtenue par l'électrode L_4 portée au potentiel V_2.

Les éléments A et C sont des 1/2 plaques de déviation verticale, B et D des 1/2 plaques de déviation horizontale. Elles permettent la correction d'éventuels défauts d'alignement du faisceau d'électrons. En pratique, les éléments A, B, C, D sont toujours au même potentiel V_1. La nécessité de porter A ou B à un potentiel différent de V_1 n'apparaît qu'au bout de quelques mois de fonctionnement : ceci indique alors une dégradation de l'état de surface des électrodes qui rend nécessaire un démontage du système et un microbillage des différents éléments.

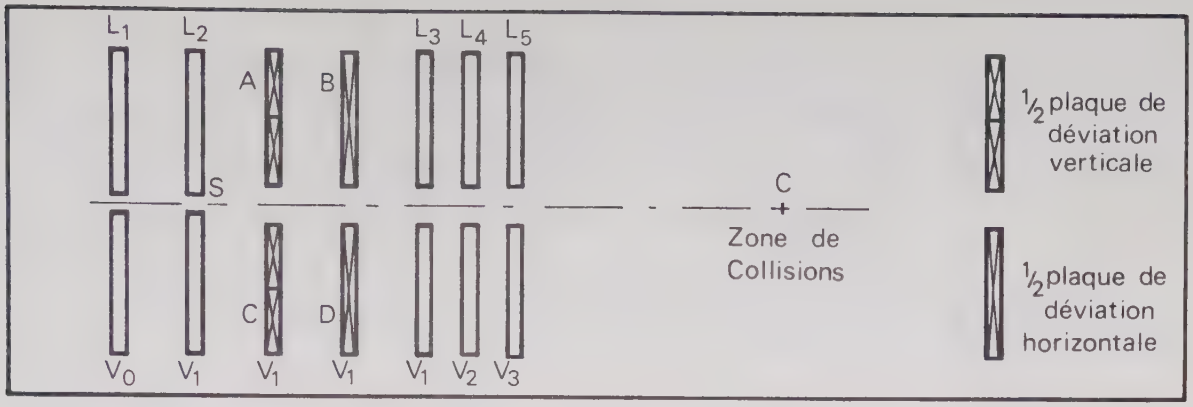


FIG. 2.3 A LENTILLE A LA SORTIE DU SELECTEUR.

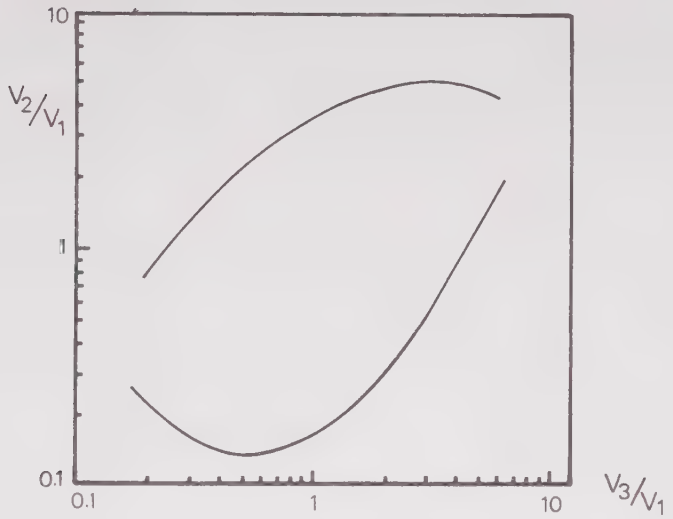


FIG. 2.3 B CARACTERISTIQUE DE FONCTIONNEMENT DE LA LENTILLE.

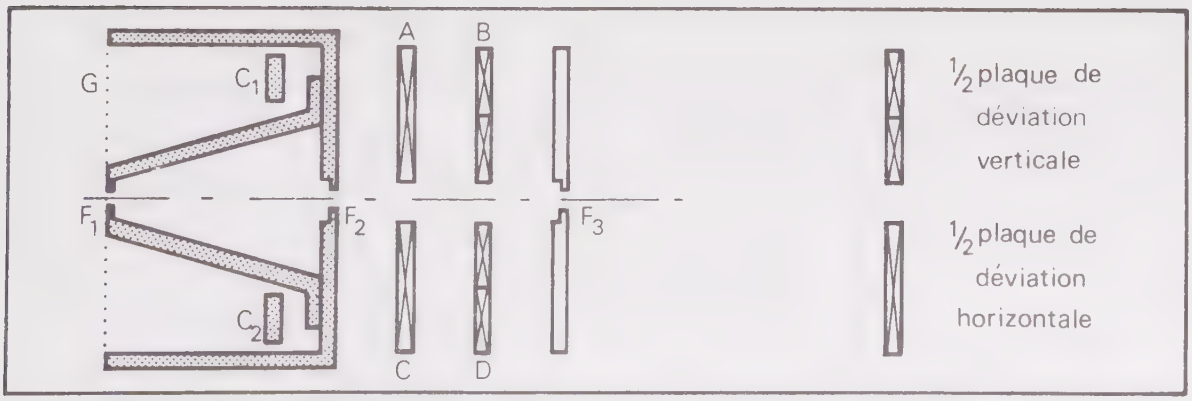


FIG. 2.3 C OPTIQUE D'ENTREE DE L'ANALYSEUR.

FIG. 2.3

Les points de fonctionnement de la lentille sont indiqués sur la figure (2 3B) ; l'utilisation de l'électrode accélératrice L_2, permet d'augmenter le courant fourni par le sélecteur et d'étendre le domaine de tension où la lentille fonctionne correctement.

Nous obtenons au centre de collision des courants de l'ordre de 10^{-8}A avec une résolution en énergie de 70 meV et de quelques 10^{-9} A avec une résolution de 30 meV.

Lorsqu'on collecte les électrons éjectés le courant fourni par le sélecteur est de l'ordre de 10^{-6}A ; dans cette utilisation les électrons sont fortement accélérés à l'entrée du sélecteur et l'électrode L_2 est portée à un potentiel négatif par rapport à L_1, ce qui permet d'utiliser la lentille dans des conditions comparables à celles utilisées dans l'étude des électrons diffusés.

2.1.2 - *Le jet moléculaire*

Le jet moléculaire est obtenu à l'aide d'une pastille de quartz multicapillaire. Le diamètre des pores est 10 microns, l'épaisseur 0,5mm (soit 50 fois le diamètre des pores). La transparence est de 50%. Le diamètre du jet est de 5mm, son ouverture angulaire inférieure à 5°. La pastille est recouverte d'or pour éviter les champs électriques parasites qui pourraient résulter de l'accumulation d'électrons diffusés sur le quartz.

Ce type de source permet de créer une surpression importante dans la zone de collision sans nécessiter de pompage différentiel.

Nous mesurons la pression résiduelle P_r dans l'enceinte et nous la relions à la pression P_j dans le jet moléculaire à l'aide de la relation indiquée par JOHNSON et al. (77).

$$\frac{P_j}{P_r} = 1000 \frac{V}{v} \cdot \frac{1}{S} \qquad (2.3)$$

où V est la vitesse de pompage dans l'enceinte (en l/s)

$\bar{v}$ la vitesse moyenne des molécules (en cm/s)

S la surface totale des pores(en cm^2)

Cette relation conduit à une estimation du rapport des pressions de l'ordre de 100.

Le gaz étudié passe d'abord dans une première enceinte, ce qui permet à l'aide de 2 robinets à pointeau de faire des mélanges de gaz ou d'étudier successivement 2 gaz de nature différente. Cette enceinte intermédiaire sert également à réguler la pression à l'entrée de la pastille multicapillaire.

2.1.3 - L'analyseur d'électrons

L'analyseur est identique au sélecteur ; il peut tourner autour du centre de collision entre - 30° et + 100°. Son blindage est particulièrement soigné en vue de réduire au maximum le bruit de fond.

L'optique d'entrée est constituée de 3 fentes F_1,F_2,F_3. F_3 est la fente d'entrée de l'analyseur, fig (2 3C). Blindés par la grille G, les collecteurs C_1 et C_2 permettent de recueillir les électrons du faisceau direct tant que l'angle de rotation est inférieur ou égal à 30°. Au-delà de cette valeur un gros cylindre collecteur (diamètre 100 mm), placé dans l'alignement du faisceau direct, en arrière de la zone balayée par l'analyseur, remplit le même rôle que C_1 et C_2. Cette collection des électrons est nécessaire lorsqu'on utilise des courants incidents élevés (10^{-6}A), dans le cas de l'étude des électrons éjectés. La résolution angulaire est définie par les fentes F_3 et F_2 et vaut environ 1°.

2.1.4 - La chaîne électronique

2.1.4.0 - La chaîne électronique assure la détection des électrons, l'amplification et la discrimination en amplitude du signal, et son stockage dans un sélecteur multicanaux. Par ailleurs, les impulsions sont visualisées sur une chaîne de comptage et peuvent être appliquées à l'en-

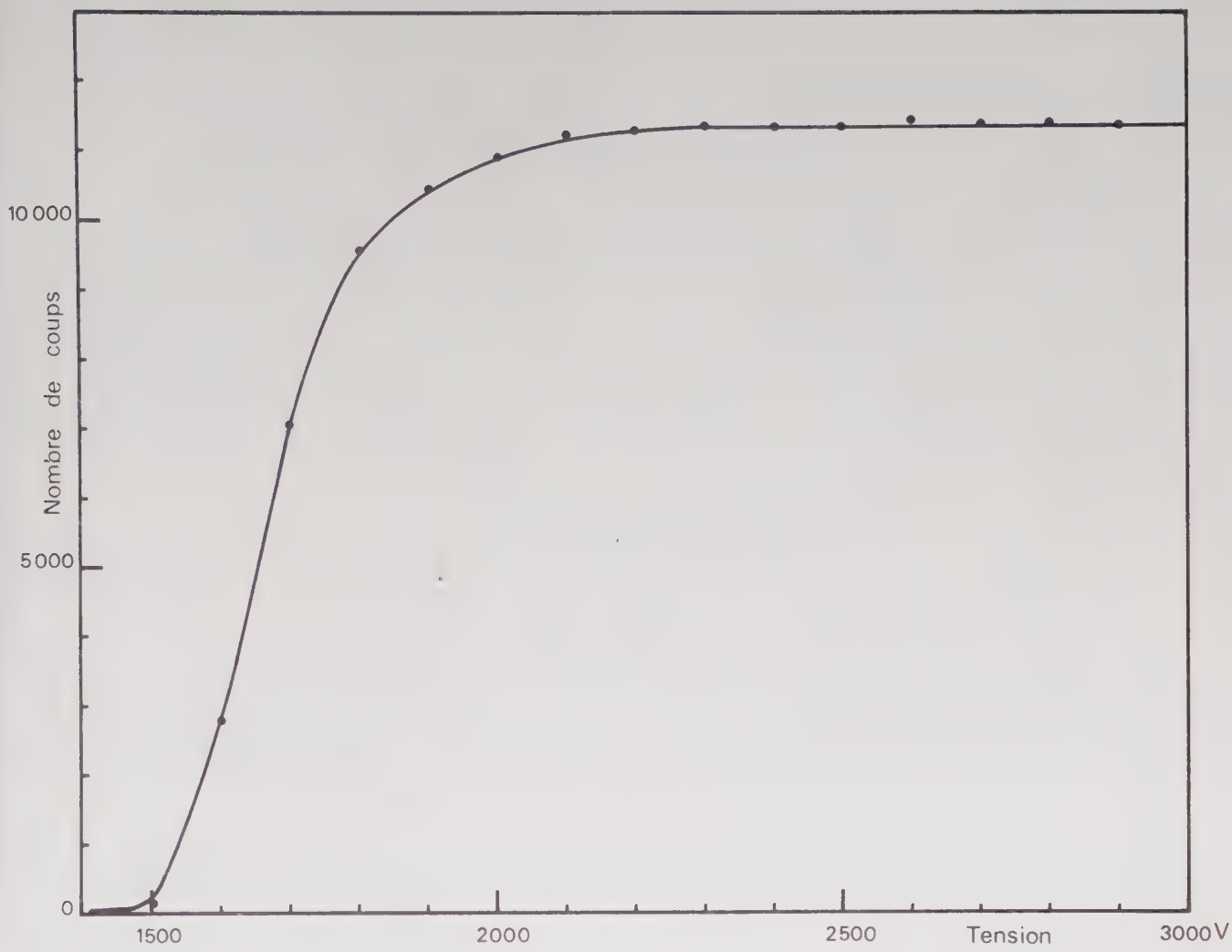


FIG. 2.4 A GAIN DU MULTIPLICATEUR D'ELECTRONS B 318 BL.

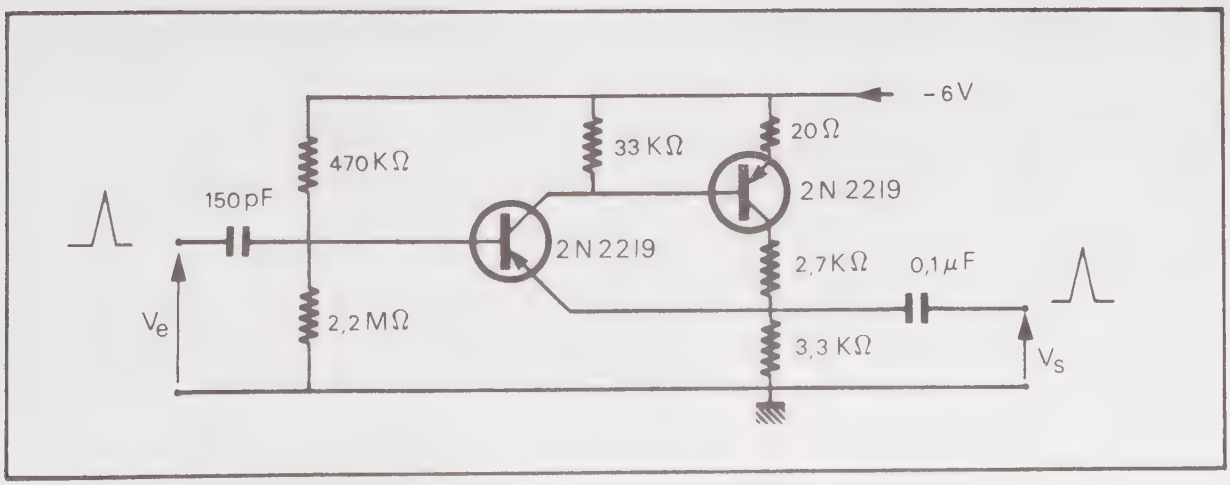


FIG. 2.4 B PREAMPLIFICATEUR _ ADAPTATEUR D'IMPEDANCE.

FIG. 2.4

trée d'un tiroir d'intégration linéaire.

2.1.4.1. - Le multiplicateur d'électrons

C'est un multiplicateur tubulaire d'électrons, référence B 318 BL de la Radiotechnique. Pour obtenir un gain fixe, de l'ordre de 10^8, l'énergie cinétique des électrons sur le cornet d'entrée est toujours la même (90 eV). La valeur de la haute tension ($\sim$ 3000 V) appliquée au multiplicateur est telle que le point de fonctionnement reste toujours dans le plateau de gain G en fonction de la haute tension fig. (2 4A).

2.1.4.2 - Les amplificateurs

2.1.4.2.1. - Préamplificateur, adaptateur d'impédance.

Cet élément, dont le schéma est donné dans la fig (2 4B) a un gain légèrement supérieur à l'unité et sert d'adaptateur à l'impédance 50 Ω.

2.1.4.2.2. - L'amplificateur PAR 1100 S.A.I.P. de gain commutable (10, 100, 1000) fournit au discriminateur (sensibilité minimum 0,1V) des impulsions d'amplitude suffisante.

2.1.4.3 - Le discriminateur

Le discriminateur MDR 40 S.A.I.P., utilisé en sortie lente, fournit des impulsions d'amplitude -6V. Le seuil d'entrée, réglable entre 0,1 V et 2V permet d'éliminer les signaux parasites de faible amplitude.

Globalement le bruit de fond de la chaîne électronique est de l'ordre de quelques coups par minute.

2.1.4.4. - Le sélecteur multicanaux

Le sélecteur multicanaux ZOOMAX (S.E.I.N.) possède 1024 canaux. Nous l'utilisons dans le mode multiéchelles ; un circuit magnétique permet

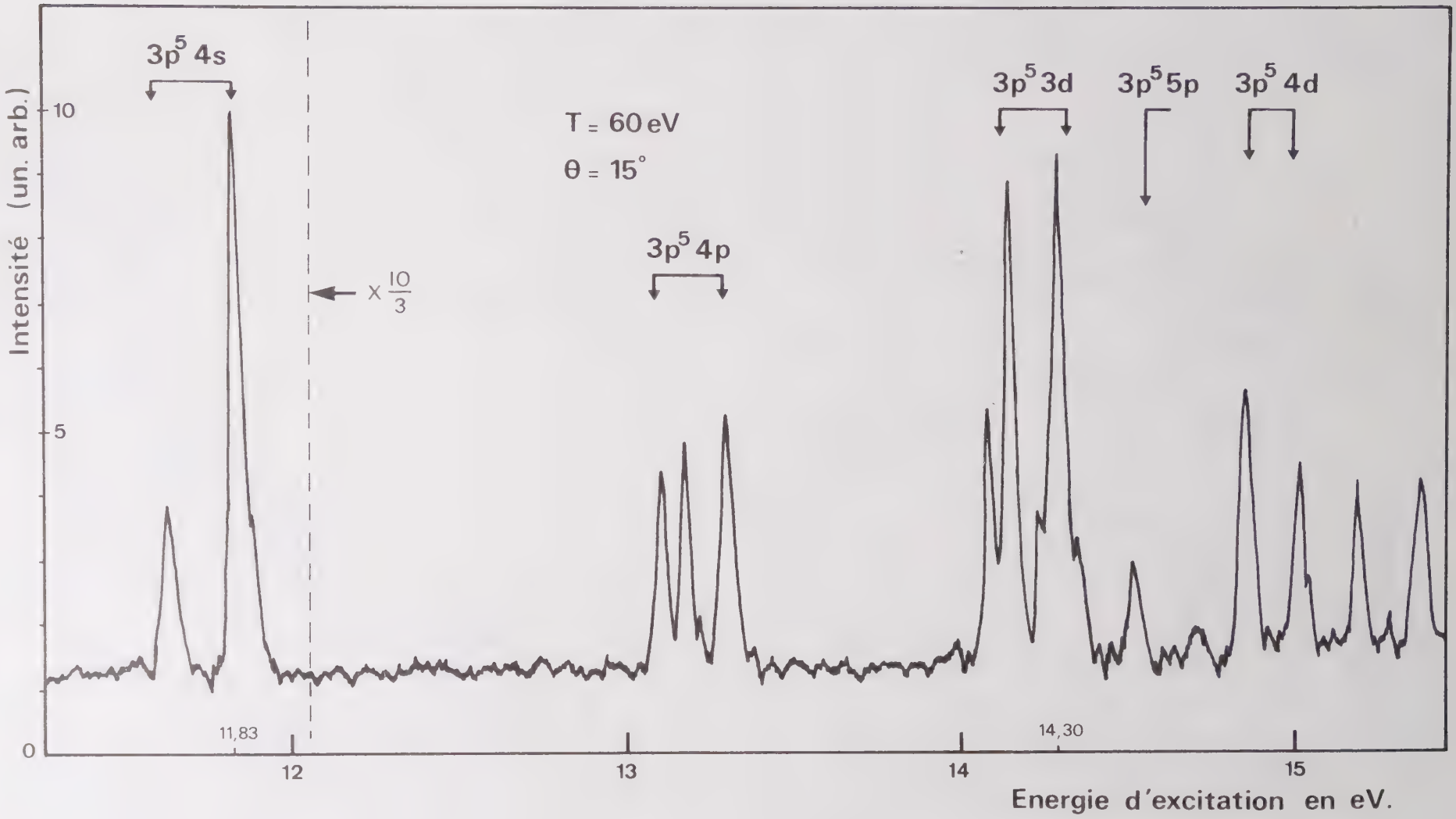


FIG. 2.5 EXCITATION D'UN ELECTRON EXTERNE. ARGON

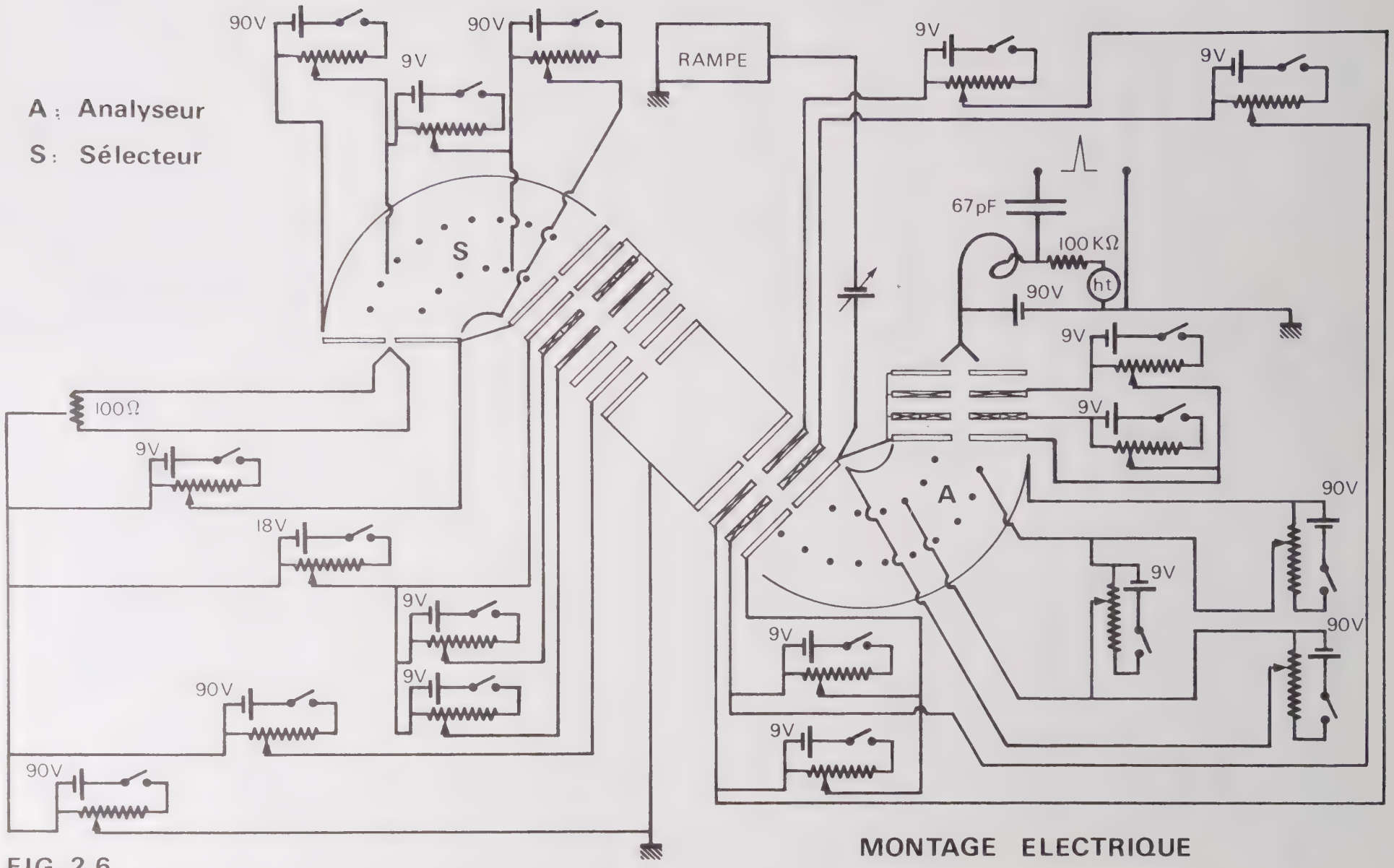

A : Analyseur
S : Sélecteur
90V
9V
90V
RAMPE
9V
9V
67pF
100 KΩ
ht
90V
9V
9V
S
100Ω
9V
18V
A
90V
9V
9V
9V
90V
9V
90V
9V
90V
MONTAGE ELECTRIQUE

FIG. 2.6

d'inverser simplement les impulsions négatives en impulsions positives 0 + 5 v adaptées à la logique T T L utilisée dans le sélecteur multicanaux.

2.1.4.5. - Le tiroir d'intégration linéaire TILI 10 de la Société C.R.C. fournit une tension continue de sortie proportionnelle à la fréquence des impulsions à l'entrée. La tension de sortie est ensuite enregistrée. C'est par cette méthode que nous avons obtenu le spectre de l'argon de la fig. (2.5) qui présente une résolution de 30 meV et un rapport signal sur bruit favorable en introduisant une constante de temps de 3 secondes.

2.1.5 - *Le montage électrique*

2.1.5.1. - *Le schéma électrique*

Le montage électrique est indiqué sur la *figure (2.6)*.Les différents éléments sont polarisés à l'aide de piles montées en sources potentiométriques. Toute la zone de collision est à la masse électrique.

2.1.5.2. - *La compensation du champ magnétique terrestre*

Le zéro magnétique est obtenu par 3 couples de bobines de Helmoltz de diamètre 1,2m environ. Le réglage fin du courant continu circulant dans les bobines fournit une zone d'environ 10 cm de rayon où la valeur du champ magnétique est inférieure à 3m Gauss. La définition du "zéro magnétique" a été obtenue dans les conditions mêmes de l'expérience : un courant continu de 4,2 A, dont le sens est repéré, circule dans un fil de cuivre qui remplace le filament de tungstène et permet ainsi d'opérer à la pression atmosphérique.

2.1.5.3. - *La rampe électronique*

2.1.5.2.1. - Principe, réalisation et performances de la rampe.

La rampe est constituée d'un multivibrateur qui détermine la période de la rampe, d'un univibrateur déclenché par la sortie différenciée du multivibrateur.La sortie de l'univibrateur est appliquée à l'entrée d'un amplificateur opérationnel ; en fin de cycle, un circuit annexe

permet de ramener rapidement à zéro la tension délivrée par la rampe. Un autre circuit fournit un signal de départ 0 + 7 V pour déclencher l'analyse en multiéchelles. Le schéma est indiqué sur la *figure (2.7)*.

La linéarité de la rampe a été testée par échantillonnage dans les conditions d'utilisation ; la partie A de la *figure (2.8)* représente la rampe de tension ; la partie B montre les fluctuations de la rampe par détermination de l'écart du contenu de chaque canal d'échantillonnage par rapport à la droite des moindres carrés : l'écart moyen est de 1,5 meV ; l'écart maximum de 8 meV ; sur les courbes A et B nous n'avons représenté que 1 point sur 5 afin d'en rendre la lecture plus aisée. La valeur de la pente est ici de 7,397 meV par canal. La stabilité est de ± 0,004 mV par canal sur 2 semaines pour la pente et de ± 3 mV pour l'origine.

2.1.5.3.2 - Décrochement de la rampe

Pour obtenir un décrochement dans la rampe nous utilisons des relais PICOREED PRME 15005 B alimentés par un circuit intégré SFC 401 selon le schéma de la *figure (2.9.A)*. Le circuit intégré SFC 4121 est un univibrateur déclenché par l'impulsion de départ de rampe. Sa période est réglée par le circuit RC (220 kΩ, 10μF). Les impulsions complémentaires issues des bornes 1 et 6 attaquent le circuit intégré SFC 401 ; ce dernier alimente par ses sorties complémentaires 1 et 4, deux relais PRME 15005 B qui sont alternativement fermés.

La rampe de tension est alors placée dans le circuit électrique de la *figure (2.9.B)*. Les piles P_1 fournissent un décalage global de la rampe de OR en AE (*figure (2.9.C)*). Durant le temps $0t_1$ la rampe AB passe par le relais 2 ; durant le temps t_1 t_2 la tension BC, issue des piles P_2, s'ajoute à la rampe AE pour fournir la tension CD à travers le relais 1.

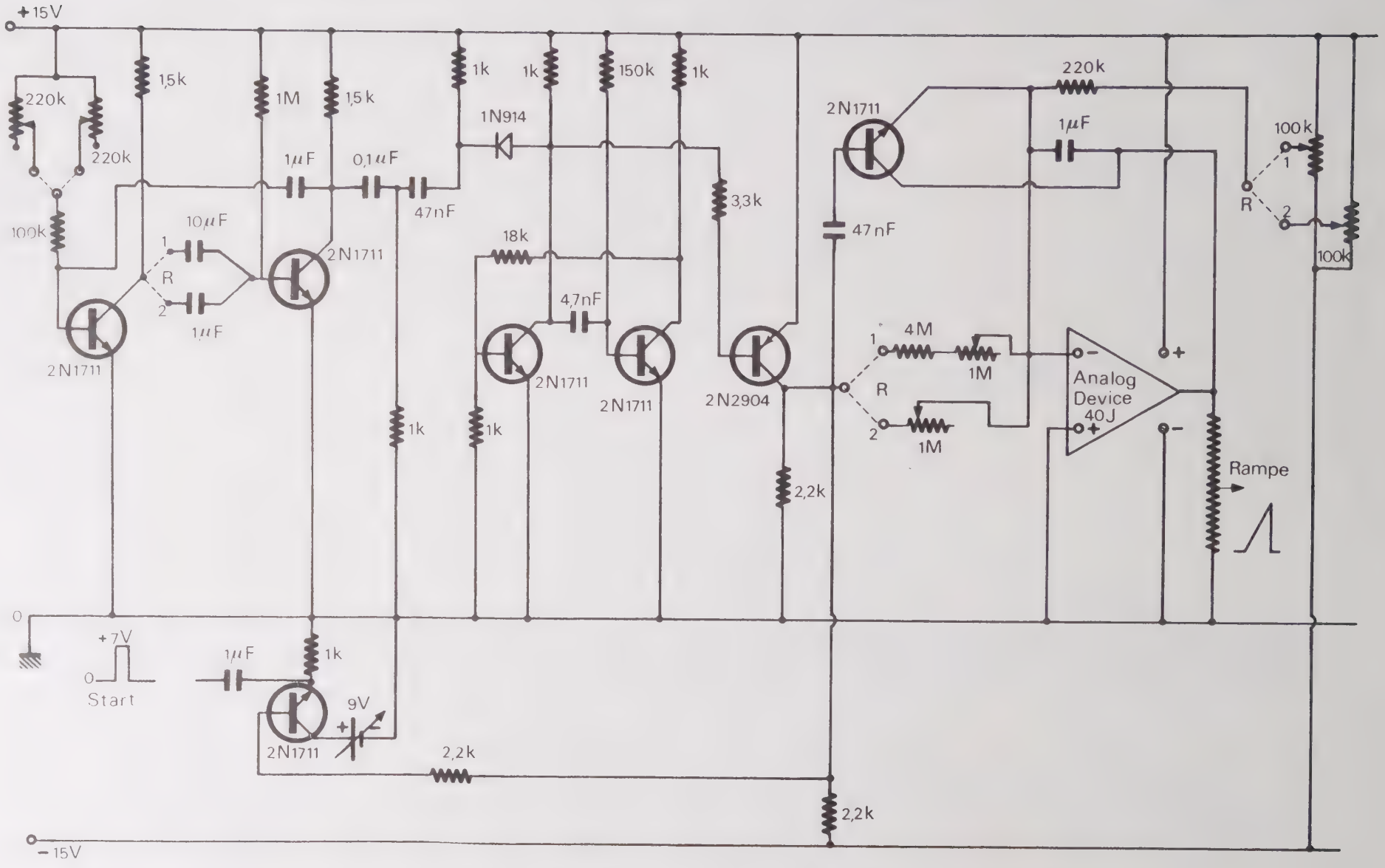


FIG. 2.7 **RAMPE ELECTRONIQUE 0 ±12V.**

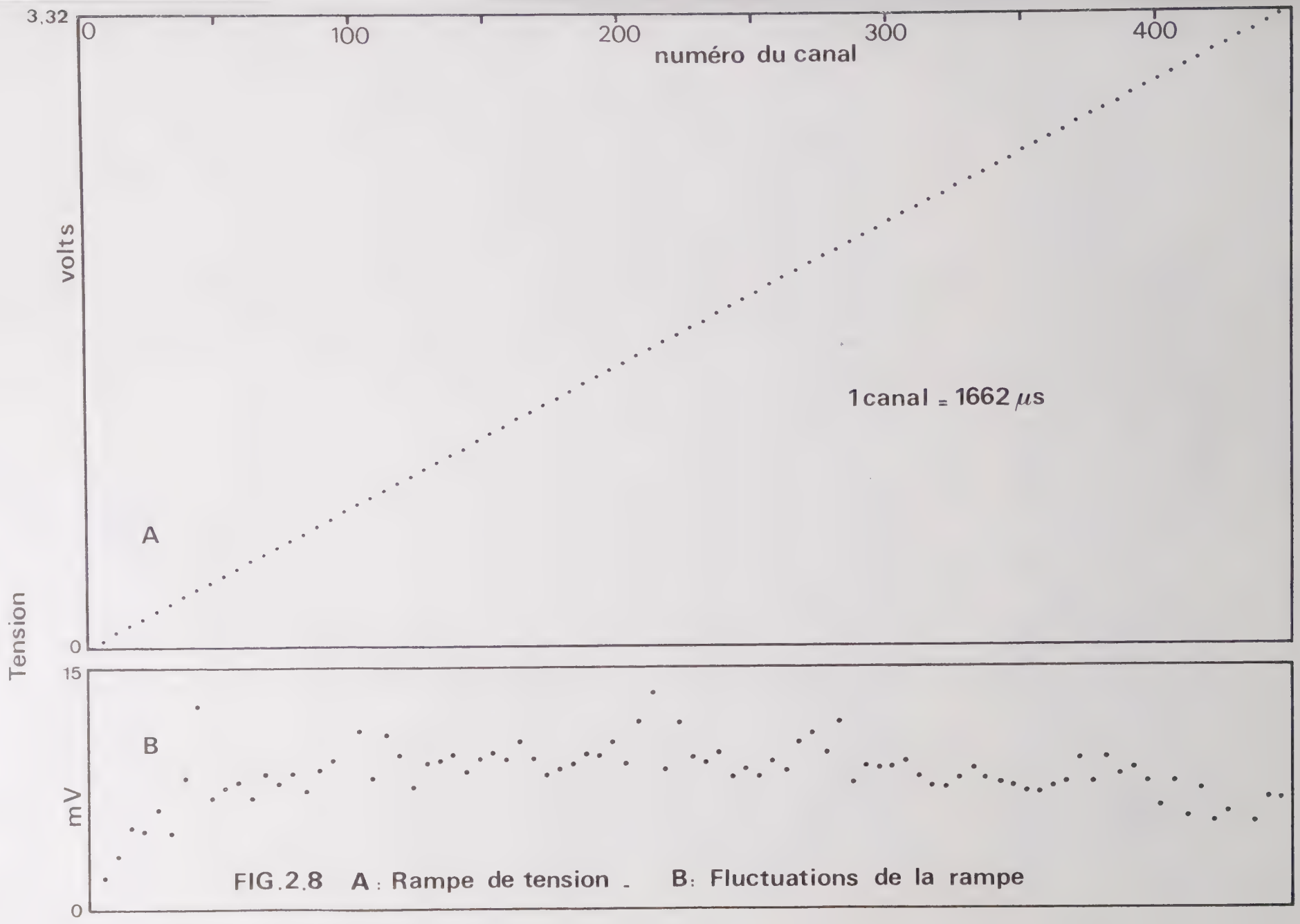


FIG.2.8 A : Rampe de tension - B: Fluctuations de la rampe

2.1.6 - Système de pompage et sécurités

2.1.6.1. - Système de pompage

Le groupe de pompage est constitué d'une pompe rotative primaire Balzers de 25 m^3/h et d'une pompe secondaire Edwards de 1500 l/s. Ce groupe permet d'atteindre un vide limite de quelques 10^{-7} Torr et de conserver une vitesse de pompage suffisante (≈700 l/s) dans la zone de collision lorsqu'on opère aux alentours de 10^{-5} Torr de pression résiduelle.

2.1.6.2. - Les sécurités

Les mesures se font en continu durant plusieurs jours ;d'où la nécessité de placer des sécurités de fonctionnement pour protéger le montage, particulièrement le multiplicateur d'électrons et le filament, lors des coupures d'eau ou de courant électrique.

En cas de coupure de l'eau de refroidissement de la pompe secondaire, un relai thermique interrompt le chauffage et en même temps l'alimentation d'un deuxième relai temporisé. Ce relai temporisé commande :

- d'une part l'alimentation du filament qui est remis sous tension environ 80 secondes après le retour de la tension sur la bobine d'alimentation

- d'autre part, un dernier relai, à enclenchement manuel,qui permet de mettre sous tension l'alimentation haute tension du multiplicateur d'électrons.

Ainsi, une coupure d'eau entraîne l'arrêt des alimentations de filament et de haute tension et en cas de coupure de courant, le multiplicateur d'électrons n'est plus alimenté sans intervention manuelle tandis que le filament est remis en route 80 secondes après le retour du courant électrique dont la coupure n'excède pas 45 secondes, délai au bout duquel le groupe de secours fonctionne. Il est en effet utile de pouvoir remettre en fonctionnement le filament le plus rapidement possible

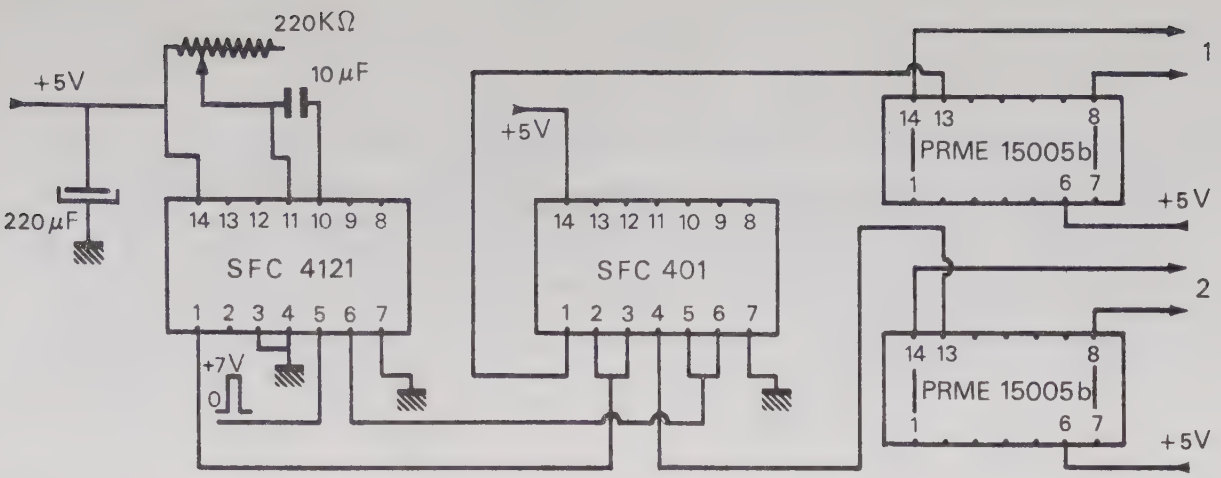


FIG. 2.9 A CIRCUIT DE COMMANDE DES RELAIS.

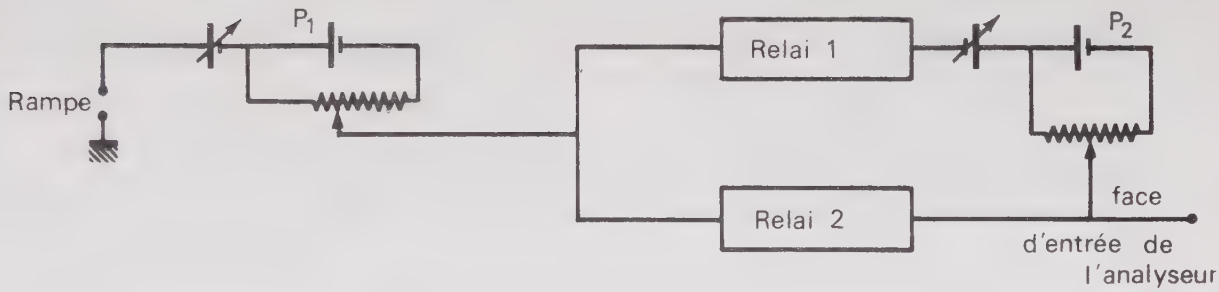


FIG. 2.9 B BRANCHEMENT ELECTRIQUE DE LA RAMPE.

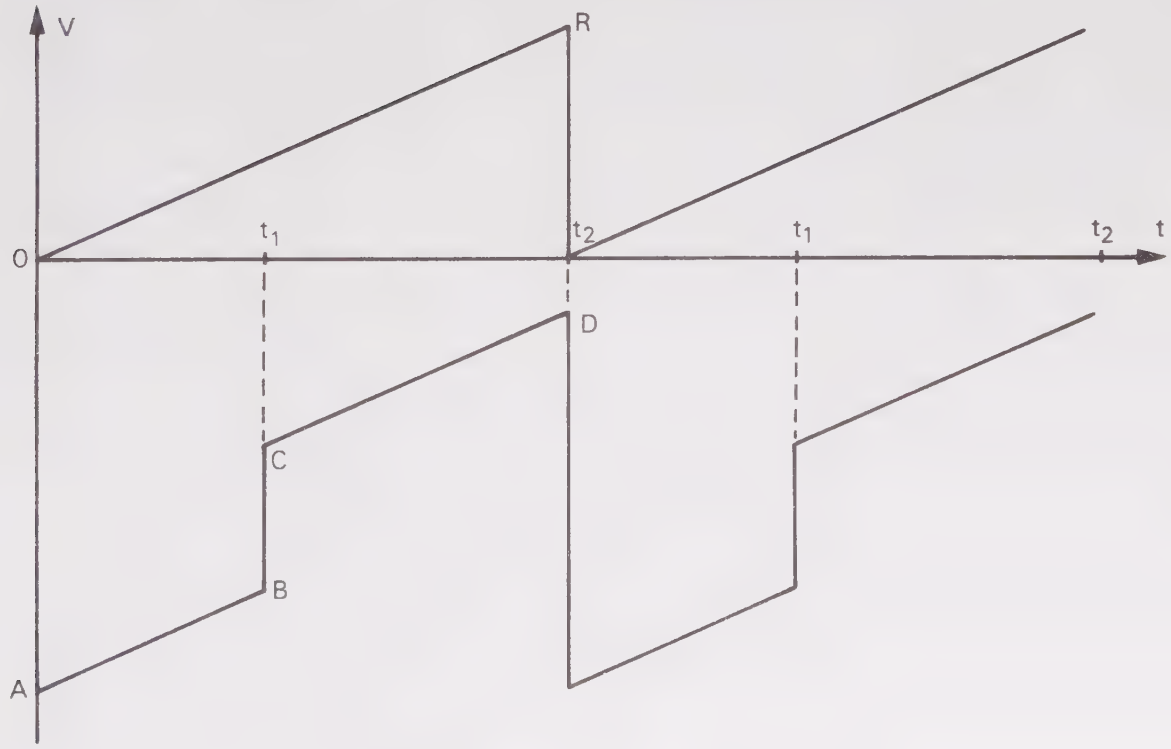


FIG. 2.9 C DECROCHEMENT DANS LA RAMPE

FIG. 2.9

afin de conserver l'équilibre thermique nécessaire à la stabilité du montage. Avant l'installation de ce groupe de secours un autre relai supprimait l'alimentation du filament après le retour du courant, lorsque la coupure avait duré plus de 120 secondes. Toutes ces précautions ont été rendues nécessaires en raison du nombre élevé de coupures, particulièrement durant l'hiver.

2.2. - *Technique de mesure*

2.2.0 - Introduction

Le principe de la mesure consiste à comparer les spectres d'autoionisation à des spectres de diffusion dont la section efficace connue sert de référence.

Pour cela nous utilisons la rampe électronique à décrochement décrite au paragraphe 2.1.5.3. Durant la partie AB *(figure 2.9.C)* le balayage en énergie des électrons à l'entrée de l'analyseur couvre le domaine d'énergie des électrons diffusés sur les niveaux 2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P de l'hélium ; puis durant la partie CD le domaine d'énergie balayé devient celui des niveaux autoionisants de l'atome qui se désexcite en formant un ion positif dans l'état fondamental et un électron d'autoionisation.

A priori la comparaison recherchée peut être perturbée par de nombreux facteurs

- l'énergie et l'intensité du courant d'électrons peuvent varier durant l'expérience qui s'étale sur au moins une journée.

- la pression du gaz cible peut varier et atteindre un domaine où il n'y aurait plus linéarité entre le nombre d'atomes mis en jeu et le nombre d'électrons détectés sur un phénomène physique pour un courant donné.

- la différence de résolution en énergie du spectre des électrons diffusés (≈400 meV) et des électrons éjectés (≈ 50 meV) nécessite manifestement des précautions particulières.

- à un angle donné d'observation, les électrons diffusés et les électrons éjectés ont une énergie différente et peuvent donc être inégalement transmis par l'analyseur.

- dans la comparaison des résultats observés à différents angles il faut introduire une correction angulaire résultant de la variation de la zone de collision vue par l'analyseur et des variations éventuelles de densité des jets électronique et moléculaire selon le point de collision considéré.

Enfin l'effet Doppler lié à l'agitation thermique de la cible peut élargir les structures.

2.2.1 - Conditions de fonctionnement et corrections

2.2.1.1. - Variation d'intensité du courant

En pratique cette difficulté n'existe pas car les fluctuations de courant n'excèdent pas 10% en 24 h , au bout de quelques jours de fonctionnement et de toute manière le cycle de cumul est de l'ordre de la seconde, c'est à dire un temps très court vis-à-vis de la période des fluctuations d'intensité.

2.2.1.2.- Variation de pression du gaz cible

Sur la fig (2.10) est indiquée la variation de l'intensité de la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ de l'hélium en fonction de la pression de fond reliée à la pression dans le jet de la relation indiquée en 2.1.2.. Toutes les mesures ont été faites à des pressions inférieures ou égales à $1,2\ 10^{-5}$ Tor. (Pression indiquée par la flèche sur la figure). Au-delà de cette valeur la linéarité subsiste mais la stabilité en fonction du temps est moins bonne.

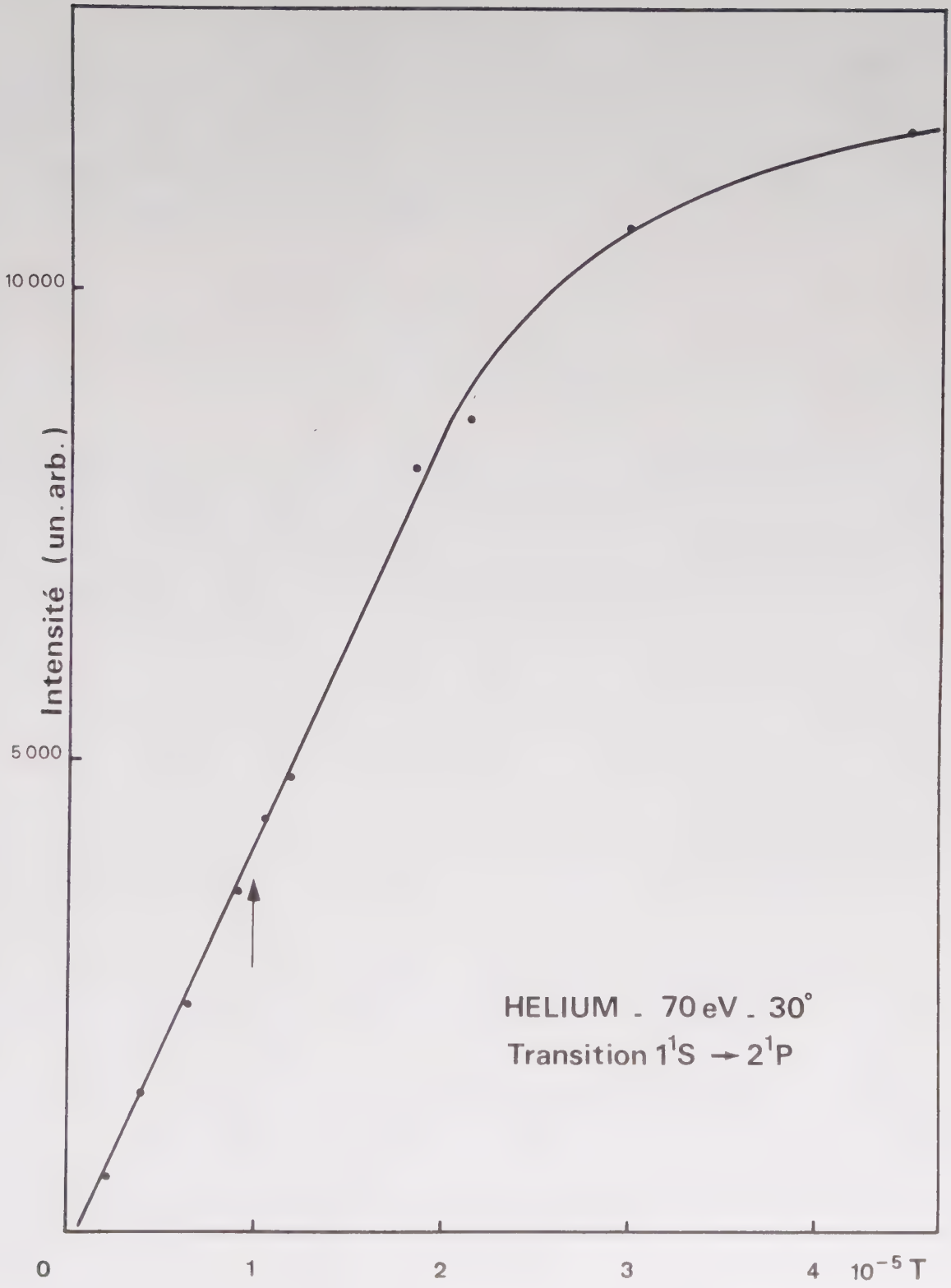


FIG.2.10 . VARIATION DE L'INTENSITE DIFFUSEE
EN FONCTION DE LA PRESSION .

2.2.1.3. - *Différence de résolution en énergie*

Il est manifeste qu'on ne peut comparer directement les hauteurs des pics d'électrons diffusés dont la résolution est d'environ 400 meV et des pics d'électrons éjectés dont la résolution est de l'ordre de 50 meV et dont le profil est très variable. La solution consiste à intégrer sur l'énergie les structures observées.

La relation

$$\sigma_j(k') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(b_j + a_j \varepsilon)}{1 + \varepsilon^2} dE \qquad (2.4)$$

s'applique au cas où l'analyseur aurait une résolution infinie. La résolution finie implique que le spectre d'autoionisation observé est la convolution de la gaussienne, (fig.2.11) qui représente convenablement la fonction d'appareil, avec la fonction de BALASHOV :

$$\frac{b_j + a_j \varepsilon}{1 + \varepsilon^2} \qquad (2.5)$$

mais il est évident que la convolution ne fera ni apparaître ni disparaître des électrons éjectés, autrement dit l'intégrale sur l'énergie du profil sera invariante dans cette transformation.

De même pour le spectre des éléments diffusés de référence, il suffira de faire l'intégrale du profil du courant diffusé.

2.2.1.4. - *Correction de transmission à l'entrée de l'analyseur*

Les électrons issus de l'analyseur ont tous la même énergie définie par le point de fonctionnement de l'analyseur. Ils sont tous accélérés à la même énergie à l'entrée du cornet du multiplicateur d'électrons.

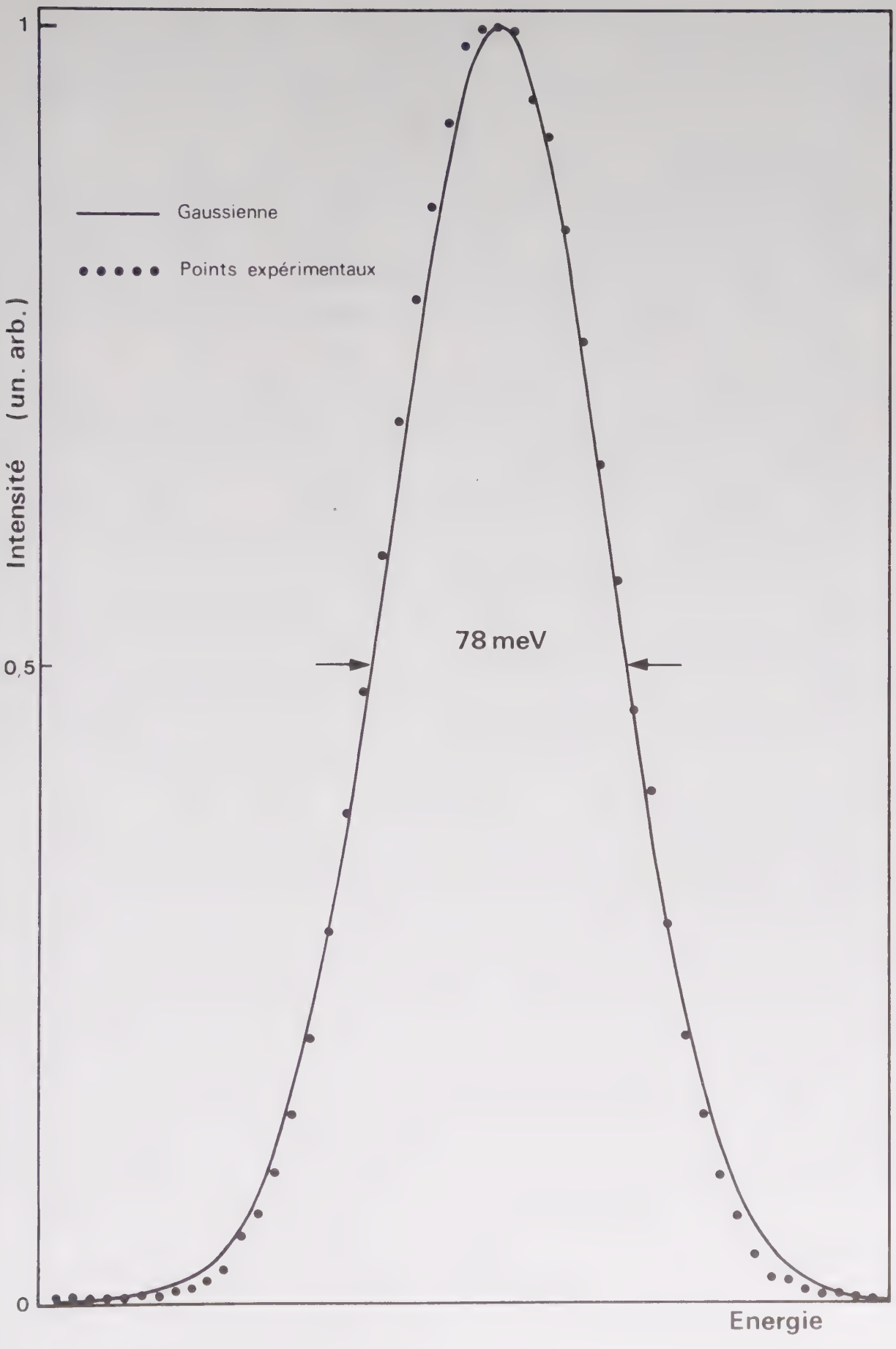


FIG. 2.11 PROFIL DU PIC ELASTIQUE.

Ainsi ce n'est que dans l'optique d'entrée de l'analyseur *(fig. 2.3 C)* que peut apparaître une différence de transmission des électrons diffusés de référence par rapport aux électrons d'autoionisation, différence que nous déterminons par une méthode indirecte.

Nous avons d'abord réglé le montage de manière à déterminer la variation de l'intensité détectée de la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ de l'hélium lorsque l'on augmente l'énergie d'analyse des électrons par action sur la tension inter-grilles de l'analyseur et donc lorsque, corrélativement, on diminue l'énergie de freinage dans l'optique d'entrée.

Nous avons obtenu la courbe de la figure (2.12). On constate que le nombre d'électrons augmente rapidement avec l'énergie d'analyse (échelle inférieure) en dessous de 10 eV puis qu'ensuite on obtient vers 15 eV un plateau horizontal : ceci montre qu'à partir de 15 eV d'énergie d'analyse, le nombre d'électrons détectés n'augmente plus : or l'augmentation d'énergie d'analyse et la diminution corrélative de freinage des électrons dans l'optique d'entrée tendent l'une et l'autre à augmenter ce nombre. Il est donc raisonnable d'admettre que dans les conditions du plateau la collection des électrons est totale. Cette conclusion rejoint d'ailleurs ce qu'ont observé CHAMBERLAIN et al. (78) lors d'expériences de détermination de valeurs absolues des sections efficaces de diffusion qui nous servent ici de référence.

Nous pouvons utiliser maintenant l'existence du plateau pour définir la transmission de l'optique d'entrée. Soient N_1 et N_2 le nombre d'électrons observés respectivement sur la référence (électrons diffusés) et sur le fond continu d'ionisation directe, l'analyseur étant réglé dans les conditions normales de fonctionnement et soient N'_1 et N'_2 les mêmes valeurs lorsque le freinage dans l'optique d'entrée est rendu successivement nul pour les électrons de référence puis pour les électrons du fond continu d'ionisation directe. La transmission est alors évidemment la même dans l'optique d'entrée et les points de fonctionnement correspondants de l'analyseur, points qui sont indiqués par des flèches sur la figure (2.12) indiquent que la transmission de l'analyseur reste aussi la même. Donc le rapport N'_1/N'_2 est le rapport effectif ; il suffit de le comparer au rapport N1/N2 pour obtenir la correction recherchée. Dans le cas de la figure (2.12), pour des électrons incidents d'é-

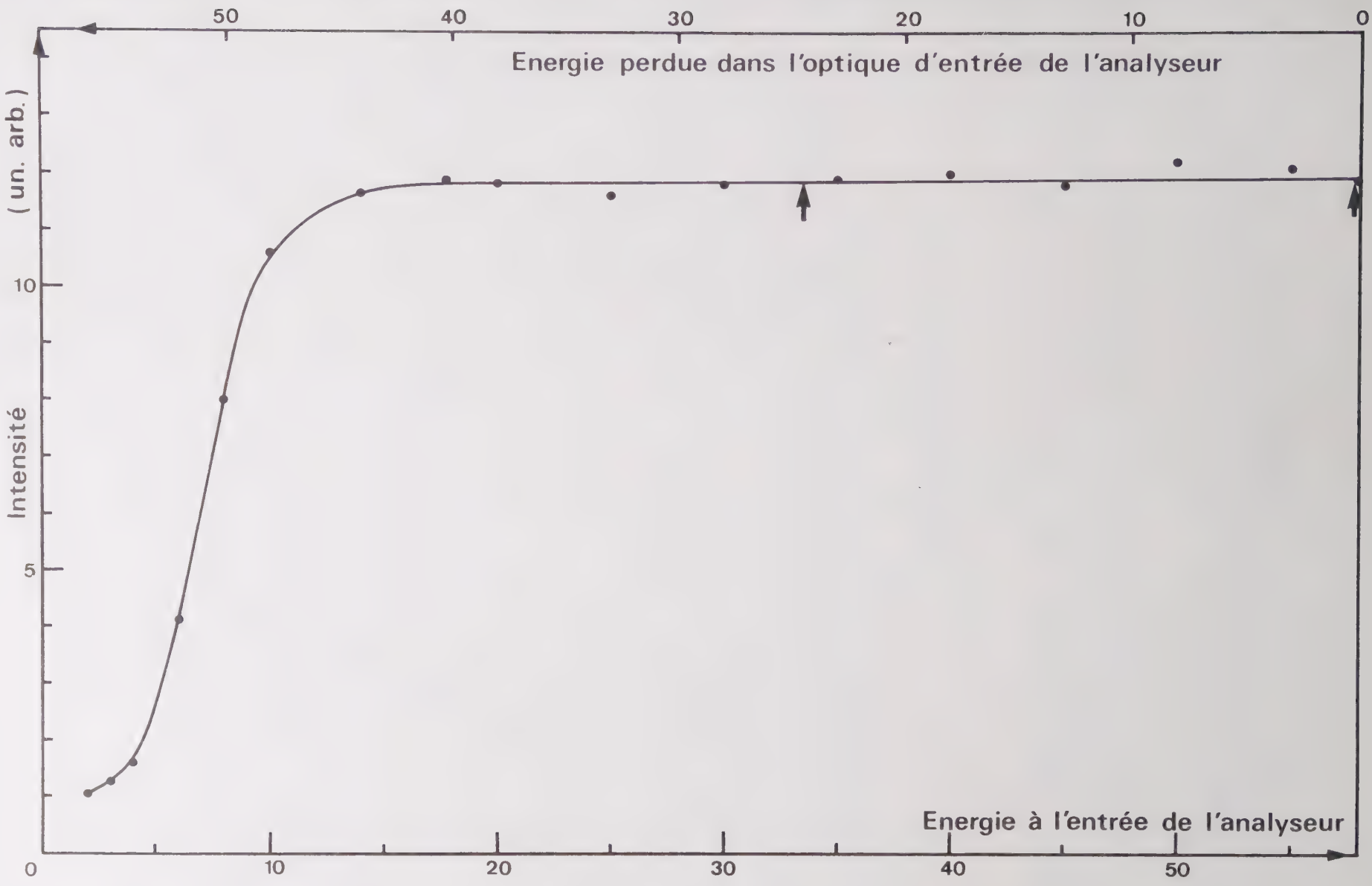


FIG. 2.12 Energie des électrons analysés : 59 eV . Transition $1^1S \longrightarrow 2^1P$. HELIUM

nergie 80 eV, c'est à dire des électrons diffusés dans la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ d'énergie 59 eV et des électrons éjectés de 34 eV environ le terme correctif vaut 1,04.

La faible valeur de cette correction montre qu'il est inutile d'en déterminer la variation d'un bout à l'autre du spectre d'autoionisation. Il faut,bien entendu, refaire cette correction à chaque énergie des électrons incidents.

2.2.1.5. - Correction angulaire.

La nécessité d'une correction angulaire résulte de la variation, en fonction de l'angle, de l'aire de collision vue par l'analyseur au cours de sa rotation autour du centre de collision.

Certains auteurs tels que par exemple L. VRIENS et al. (79) introduisent une correction en $\sin\theta$ qui représente en première approximation la variation en fonction de θ de l'aire A B C D définie sur la fig. (2.13)

L. VUSKOVIC et al. (80) ont proposé une amélioration de cette correction en évaluant effectivement l'aire à l'aide d'intégrales calculées numériquement ; ils ont montré qu'à 10° la variation relative de correction est de 6%. Ces auteurs supposent que la répartition angulaire de l'intensité des électrons incidents est uniforme. Dans notre expérience, comme le montre la fig. (2.13B) cette distribution n'est pas uniforme et d'autre part la zone de collision à chaque angle est limitée par la zone de surpression de diamètre 5 mm créée par la pastille multicapillaire. Le rayon de 2,5 mm est fourni par le constructeur qui garantit une couverture angulaire du jet moléculaire inférieur à 5°. Nous avons vérifié cette propriété en constatant qu'un relèvement de la pastille de 5mm ne change pratiquement pas l'intensité du courant d'électrons diffusés qui sert de référence.

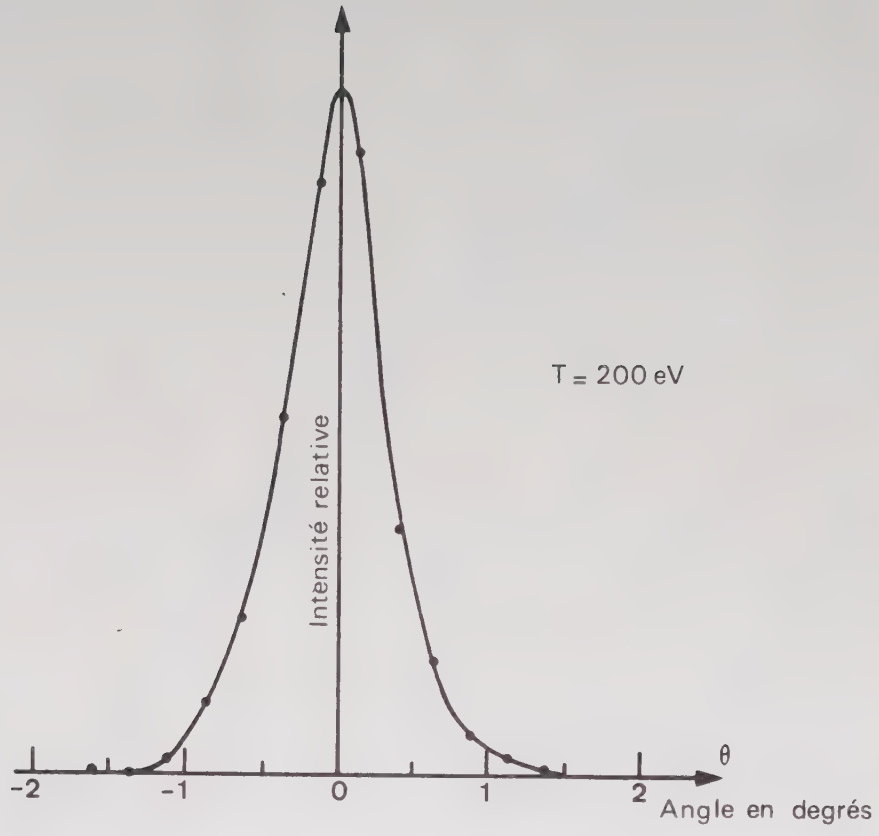


FIG.2.13 A DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS INCIDENTS.

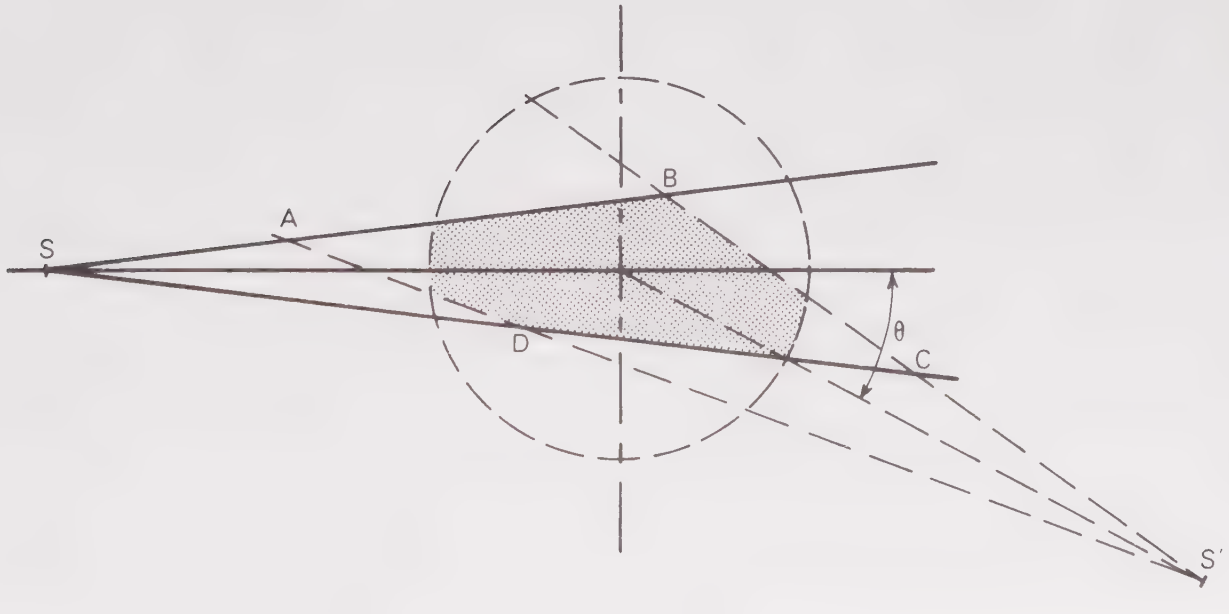


FIG.2.13 B SCHEMA DE CORRECTION ANGULAIRE

FIG. 2.13

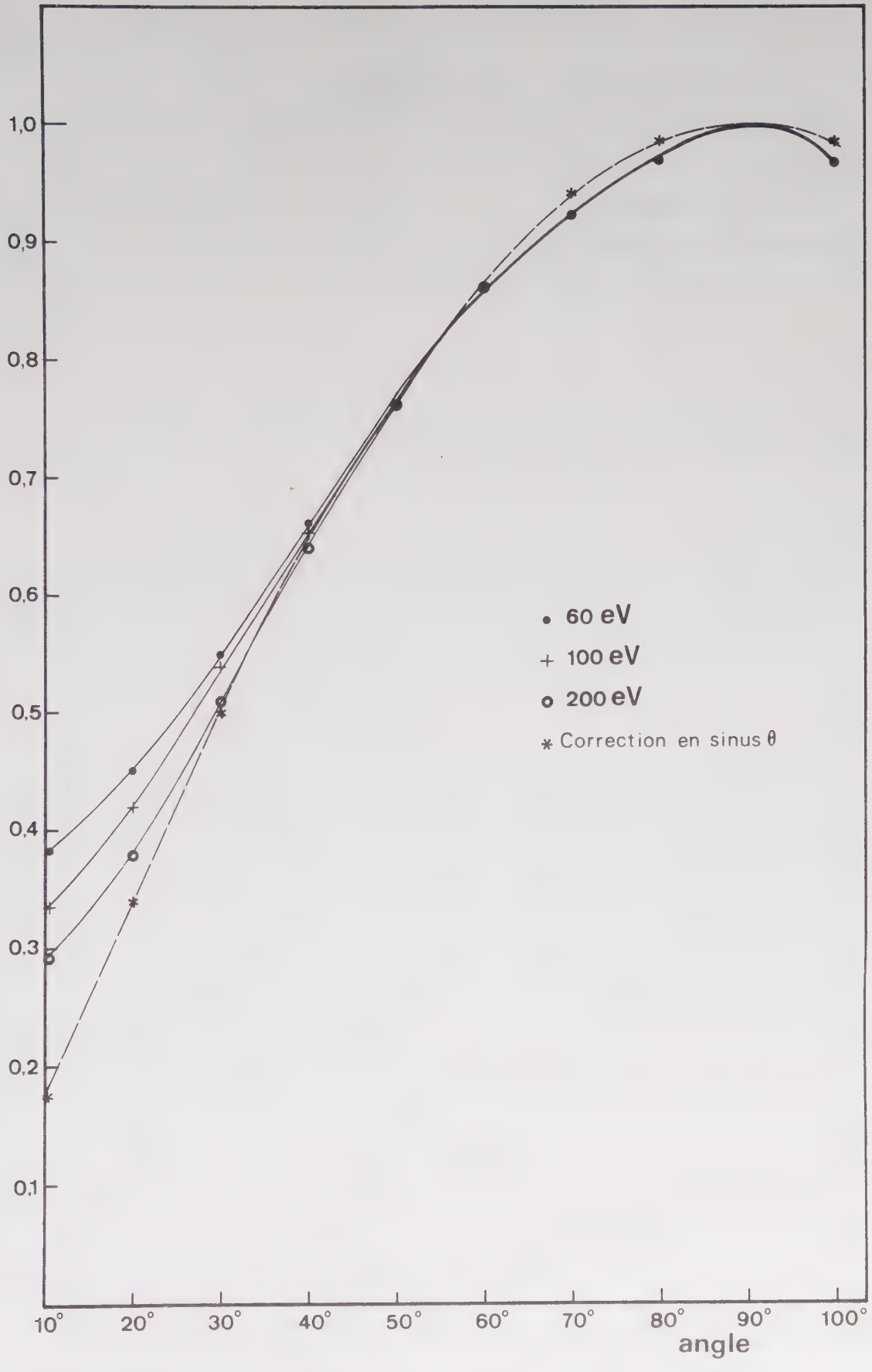


FIG. 2.14 CORRECTION ANGULAIRE.

Nous avons développé un programme de calcul de correction angulaire tenant compte de la limitation par le jet de la zone de collisions et de la répartition angulaire des électrons incidents. Il est évidemment nécessaire de refaire les calculs à chaque énergie des électrons incidents. Sur la figure (2.14) nous avons reporté les résultats obtenus à différentes énergies et nous avons, à titre de comparaison, indiqué la valeur de la correction en sin θ. Il apparaît nettement qu'au dessous de 50° les corrections effectuées s'écartent de plus en plus fortement de la correction en sin θ.

2.2.1.6. - Elargissement des structures dû à l'agitation thermique de la cible.

D'après KUYATT, SIMPSON et MIELCZAREK (81), l'effet Doppler dans une chambre de collision provoque un élargissement dont la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$\Delta E_{meV} = 3340 \left(\frac{m\ E\ kT}{M}\right)^{1/2}$$

m et E : masse et énergie de l'électron (énergie en eV)

T : température absolue de la cible

M : masse des atomes de la cible

k : constante de Boltzman.

Appliquons cette relation au cas le plus défavorable, d'un atome léger (hélium) et d'un électron rapide (100 eV). On obtient

$$\Delta E \simeq 60 \text{ meV}$$

Dans le cas de notre jet moléculaire, il faut tenir compte de 2 phénomènes qui jouent en sens inverse :

- le passage par la pastille multicapillaire augmente la vitesse la plus probable $\bar{v}$ d'un facteur $\sqrt{3/2}$

- la répartition des vecteurs vitesses se fait dans un angle de

$\pm$ 5° autour de la verticale, ce qui fait que la composante horizontale est de l'ordre de 0,09 $\bar{v}$. Ceci donne une estimation de l'effet Doppler de l'ordre de 6 meV : nous pourrons donc négliger cet effet.

2.2.2 - Analyse des spectres d'électrons

2.2.2.0. Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les spectres d'autoionisation des électrons diffusés s'analysent en utilisant les profils de FANO et ceux des électrons éjectés en utilisant les profils de BALASHOV.

Nous étudierons d'abord les caractéristiques de chacun de ces types de profil, puis la convolution de ces profils et enfin la technique de calcul permettant de minimiser, au sens des moindes carrés, l'écart entre les expressions théoriques et les spectres expérimentaux.

2.2.2.1 - Caractéristiques des profils (figure 2.15)

Les profils de FANO et de BALASHOV s'expriment respectivement par les relations :

$$\sigma = \sigma_{nr} + \sigma_r \frac{(q+\varepsilon)^2}{1+\varepsilon^2} \text{ et } \sigma = \sigma_{fond} + \frac{a\,\varepsilon + b}{1 + \varepsilon^2} \qquad (2.7)$$

l'origine des sections efficaces étant prise au minimum de la structure dans le cas de FANO et en dehors de la structure dans le cas de BALASHOV, de telle sorte que :

$$\sigma_{fond} = \sigma_{nr} + \sigma_r \qquad (2.8)$$

Par identification on en tire :

$$\sigma_r \varepsilon^2 + a\,\varepsilon + (b + \sigma_r) \equiv \sigma_r \varepsilon^2 + 2q\,\sigma_r\,\varepsilon + \sigma_r q^2 \qquad (2.9)$$

$$\text{soit } a = 2\,q\,\sigma_r \qquad \text{et } b = \sigma_r (q^2 - 1) \qquad (2.10)$$

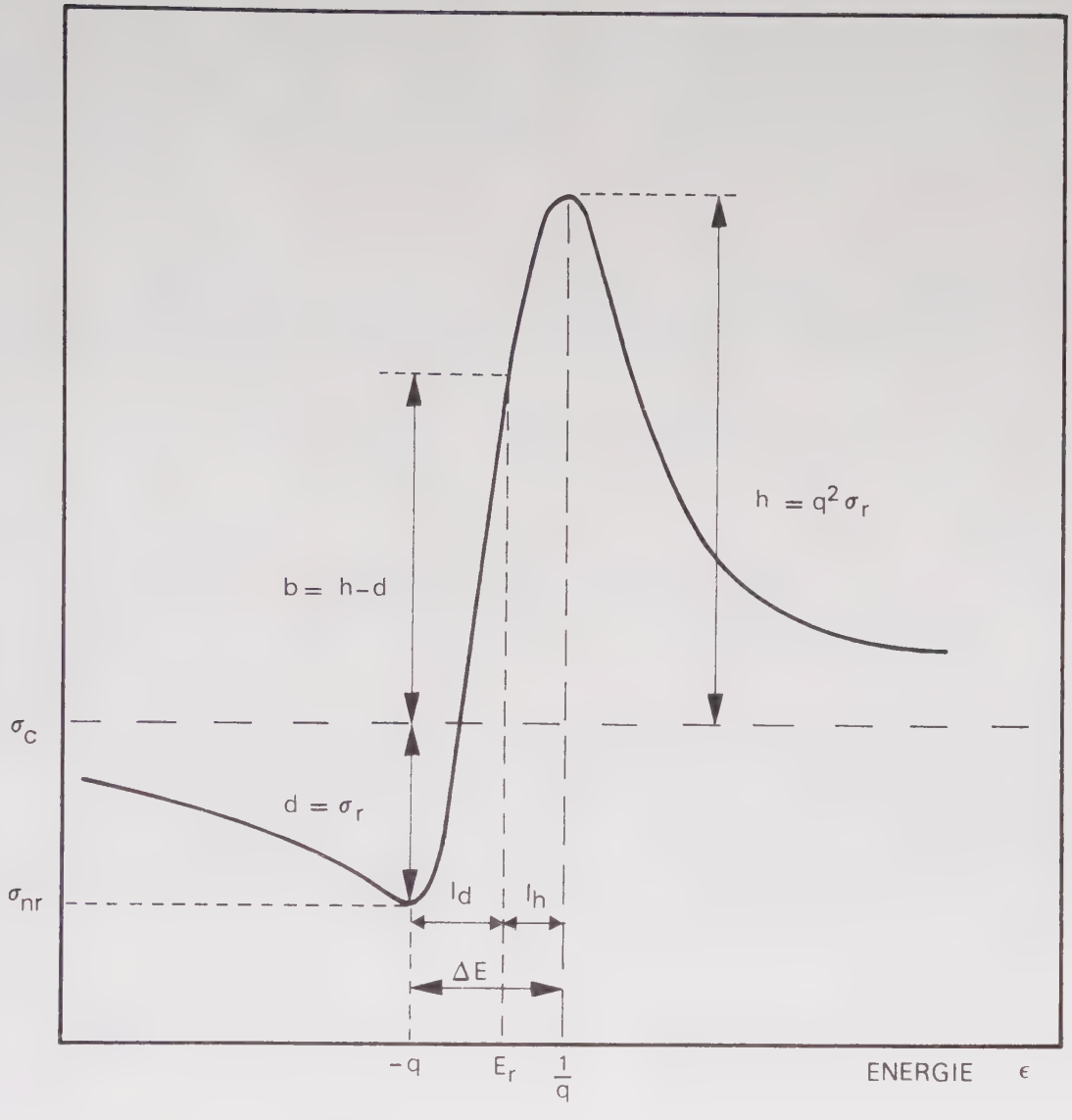


FIG. 2.15 PROFIL D'AUTOIONISATION.

A partir d'un profil donné il s'agit de déterminer :

- la position E_r de la résonance
- sa largeur naturelle Γ
- les paramètres σ_r et q dans le premier cas ou bien a et b dans le deuxième cas, les deux relations précédentes ayant montré qu'il suffit de déterminer par exemple σ_r et q pour en déduire a et b.

Considérons maintenant la fig. (2.15). Dans la paramétrisation de FANO, la position du minimum ε_1 et du maximum ε_2 sont définies par

$$\varepsilon_1 = - q \qquad \text{et} \quad \varepsilon_2 = + \frac{1}{q} \tag{2.11}$$

d'où

$$\sigma(\varepsilon_1) = 0 \qquad \text{et} \quad \sigma(\varepsilon_2) = \sigma_r \, (q^2 + 1) \tag{2.12}$$

Par ailleurs

$$\sigma(0) = \sigma_r \, q^2 \qquad \text{et} \qquad \sigma(\pm \infty) = \sigma_r \tag{2.13}$$

Prenons maintenant comme origine des sections efficaces la valeur $\sigma(\pm \infty)$ et appelons h la hauteur de la résonnance au-dessus de cette origine et d sa profondeur au-dessous de la même origine :

$$h = \sigma_r \, q^2 \qquad \text{et} \qquad d = \sigma_r \tag{2.14}$$

soit $$q^2 = \frac{h}{d} \qquad \text{et } q = \pm \sqrt{h/d} \tag{2.15}$$

q est positif lorsque, ε croissant, le profil passe d'abord par le minimum $\varepsilon_1 = -q$ puis le maximum $\varepsilon_2 = + \frac{1}{q}$ comme dans le cas de la *figure (2.15)*

La position de la résonance, avec la nouvelle origine, satisfait à

$$\sigma(0) = \sigma_r \, q^2 - \sigma_r = h - d \tag{2.16}$$

ce qui permet de déterminer simplement la position de la résonance

La largeur de la résonance peut être déduite de l'écart ΔE entre minimum et maximum

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \frac{E_2 - E_1}{\Gamma/2} = \frac{\Delta E}{\Gamma/2} \qquad (2.17)$$

d'où

$$\Gamma = \frac{2\ \Delta E}{1/q+q} = 2\ \Delta E\ \frac{\sqrt{hd}}{h+d} \qquad (2.18)$$

Pour pouvoir exploiter ce dernier résultat directement, il faut que la largeur de résolution de l'analyseur soit faible devant la largeur naturelle Γ.

Les paramètres de BALASHOV a et b s'expriment en combinant les relations (2.15).

$$a = 2\ q\ \sigma_r = 2\sqrt{h/d}\ .\ d = 2\sqrt{hd} \qquad (2.19)$$

$$b = \sigma_r\ (q^2 - 1) = h - d \qquad (2.20)$$

Ces résultats sont rassemblés dans le tableau (2.1) COMER et READ (116) ont montré que la relation (cf. figure (2.15) :

$$\frac{h}{d} = \frac{l_d}{l_h}$$

établie dans le cas où la fonction d'appareil est infiniment fine peut s'utiliser même lorsque cette fonction d'appareil est grande.

TABLEAU 2.1

Position E_r	ordonnée $h - d$
largeur Γ	$\Gamma = 2\ \Delta E\ \frac{\sqrt{hd}}{h+d}$
section efficace σ_r	$\sigma_r = d$
paramètre de profil q	$q = \sqrt{h/d}$
section efficace a	$a = 2\sqrt{hd}$
section efficace b	$b = h - d$

2.2.2.2. - *Convolution*

2.2.2.2.1 - *Spectres des électrons diffusés*

Les structures théoriques décrites dans la formulation de FANO, sont convoluées en utilisant comme fonction d'appareil le spectre des électrons diffusés élastiquement qui est enregistré dans une expérience connexe. Sur la fig. (2.11) nous avons reporté une courbe de diffusion élastique qui montre qu'une Gaussienne représente convenablement le pic élastique.

2.2.2.2.2 - *Spectres des électrons éjectés*

Dans ce cas nous ne disposons plus d'une fonction d'appareil déterminée expérimentalement ; mais nous avons vu au paragraphe précédent que le pic élastique dans le cas des électrons diffusés est une gaussienne qui résulte donc de la convolution de la gaussienne qui représente la fonction de l'appareil du sélecteur par la gaussienne qui représente l'analyseur ; en effet la convolution d'une gaussienne par une autre gaussienne est encore une gaussienne. Nous pouvons ainsi utiliser une gaussienne de la forme :

$$Y(E) = \exp\left(-k(E-E_o)^2\right) \qquad (2.21)$$

où k est relié à la largeur totale à mi-hauteur γ par $k = \frac{2,776}{\gamma^2}$, γ en meV.

L'ordre de grandeur de la largeur γ est défini à partir du point de fonctionnement de l'analyseur en utilisant la formule de RUDBERG (2.1).

2.2.2.2.3. - Détermination des caractéristiques des profils d'autoionisation

Cette détermination est faite par minimisation de l'écart F au sens des moindres carrés entre l'expression théorique convoluée des profils et le spectre expérimental.

Dans ce calcul le fond d'ionisation directe est représenté par une droite de faible pente.

Le profil théorique s'écrit sous la forme

$$y(E_i) = A_1 + B\,E_i + \sum_j \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-k(E-E_i)^2)\, \frac{a_j\,\varepsilon_{ij}+b_j}{1+\varepsilon_{ij}^2}\, dE \qquad (2.22)$$

pour les électrons éjectés

$$\text{et } y(E_i) = A_2 + B\,E_i + \sum_j \int_{-\infty}^{+\infty} G(E-E_i)\, \frac{(q_j+\varepsilon_{ij})^2}{1+\varepsilon_j^2}\, dE \qquad (2.23)$$

pour les électrons diffusés

A est la partie constante du fond continu d'ionisation directe. A_2 est pris au minimum pour une analyse des électrons diffusés et

A_1 a la valeur initiale du fond continu s'il s'agit des électrons éjectés.

B est la pente de ce fond continu

E_i l'énergie du ième point de mesure

j l'indice de sommation sur la suite des résonances analysées en même temps

E le point courant de l'énergie dans l'intégrale de convolution

ε_{ij} est l'énergie réduite du ième point dans la jème résonance

$G(E_i - E)$ représente la fonction d'appareil, c'est à dire le pic des électrons diffusés élastiquement.

La minimisation est faite en utilisant un programme sur ordinateur (IBM 1130 ou CII 10070) dont le coeur est constitué par le sous-programme VA04A fourni par U.K.A.E.A. research establishment HARWELL (Méthode de POWELL).

Les valeurs initiales des paramètres sont déterminées en utilisant la technique décrite dans le paragraphe précédent 2.2.2.1. lorsque les pics sont assez proches (cas des niveaux $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1p$ de l'hélium) ou bien ont des largeurs naturelles très différentes, nous vérifions à l'aide d'un programme préliminaire que les valeurs initiales choisies sont correctes. L'incertitude estimée sur la valeur de ces paramètres est choisie comme domaine de variation pour chacun des paramètres dans VA04 A.

Soient y_o la valeur initiale d'un paramètre, y son domaine de variation

$$y_1 = y_o + \Delta y$$

et $$y_2 = y_o - \Delta y \qquad (2.24)$$

Après un triple appel d'un sous-programme de calcul de l'écart F, VA04A détermine le minimum de la quadratique passant par $F(y_o)$, $F(y_1)$ et $F(y_2)$. Dans l'itération suivante ce minimum sert de valeur centrale et ainsi de suite. Lorsque le minimum ne varie presque plus, VA04A garde la valeur de y qui a donné le meilleur résultat et passe au paramètre suivant. Lorsque tous les paramètres ont été traités de cette manière le processus complet décrit jusqu'ici est repris itérativement. L'ordre de variation des paramètres peut être choisi.

La minimisation de F n'est pas également sensible à tous les paramètres : le plus sensible est la position de résonance qu'il n'est pas toujours facile de déterminer exactement car il faut fournir une valeur de la position avant la convolution qui a pour effet de décaler les structures. Pour tourner cette difficulté, avant d'appeler VA04A, le programme principal, par appel d'un sous-programme, calcule F, détermine la position du maximum du spectre convolué et par décalage des positions des structures fait coïncider la maximum des 2 spectres ; cette opération préliminaire fait ga-

gner du temps de calcul car elle permet de choisir un faible domaine de variation de la position.

2.2.2.3. - Exemple d'application

La figure (2.16) est une illustration de la méthode utilisée. La partie gauche du spectre concerne les électrons diffusés sur les pics de référence (2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P) et la partie droite le spectre d'autoionisation comparant les niveaux $2s^2(^1S)$ et $2s\,2p\,(^3P)$. Une courbe annexe, sous la courbe d'électrons diffusés, indique la répartition entre les différents niveaux cités ci-dessus (la contribution du niveau 2^3S est très faible).

La figure (2.17) est le résultat de l'analyse sur ordinateur et permet de comparer la courbe, qui reproduit le profil théorique après convolution, et les points expérimentaux après soustraction du fond continu d'ionisation directe représenté par une droite.

La figure (2.18) permet de montrer que la paramétrisation de FANO et celle de BALASHOV donnent la même courbe, ce qui constitue un test de qualité du programme utilisé.

2.2.3 - Analyse des spectres des atomes d'argon de krypton et de xénon

La méthode décrite précédemment convient au cas de l'hélium pour lequel nous pouvons utiliser des valeurs absolues des sections efficaces de référence.

Dans le cas de l'argon, du krypton et du xénon, nous ne disposons plus de valeurs absolues de référence, le fond continu d'ionisation directe ne varie pas linéairement avec l'énergie et enfin la transmission par l'optique d'entrée de l'analyseur d'électrons éjectés d'énergie faible ($\leq$ 10eV) varie nettement le long des spectres. Pour toutes ces raisons nous avons opéré différemment en nous limitant à la détermination de l'évolution en fonction de l'angle du rapport $\frac{a}{b}$ en général et dans le cas par-

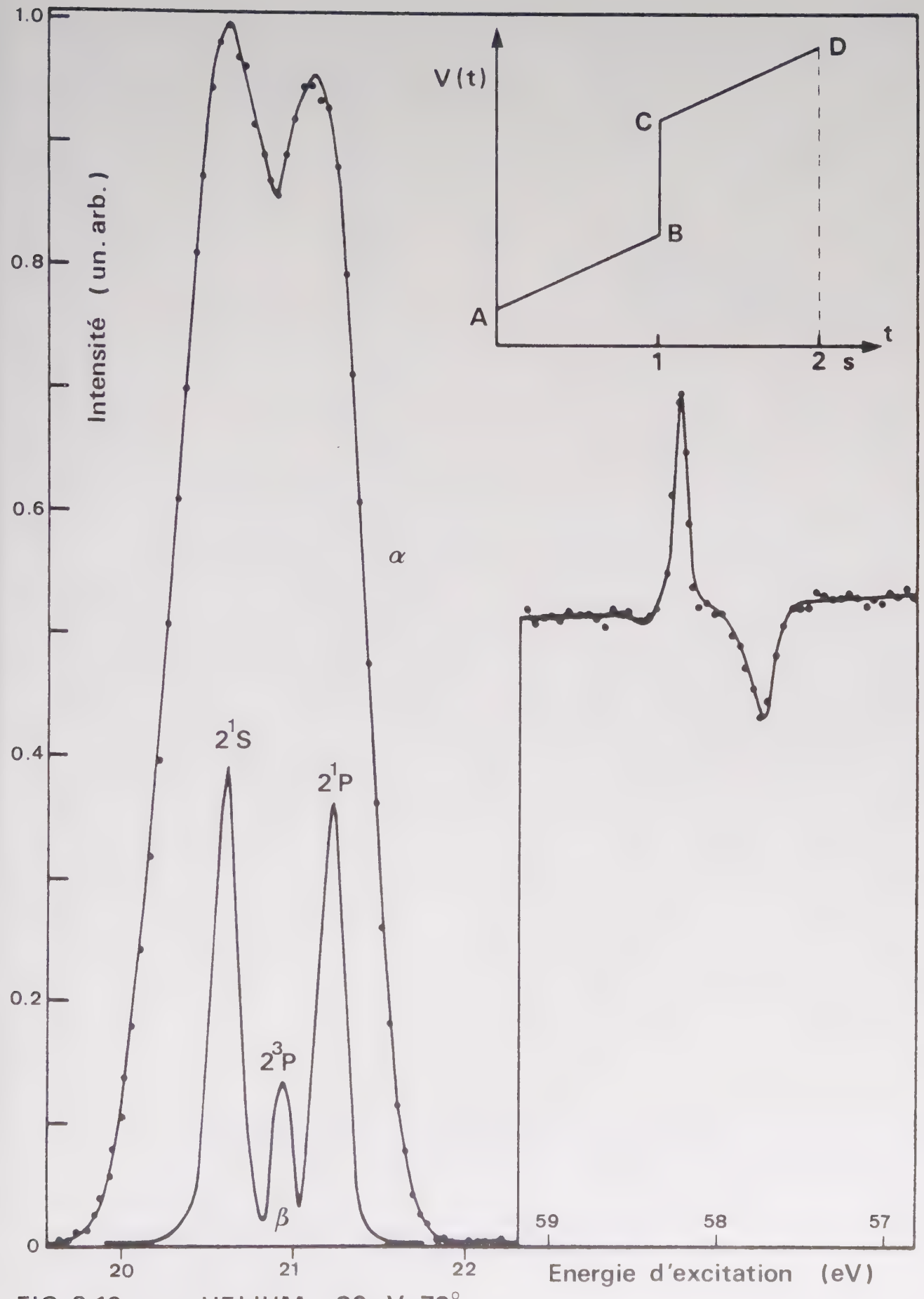


FIG.2.16 HELIUM . 80 eV . 70° .

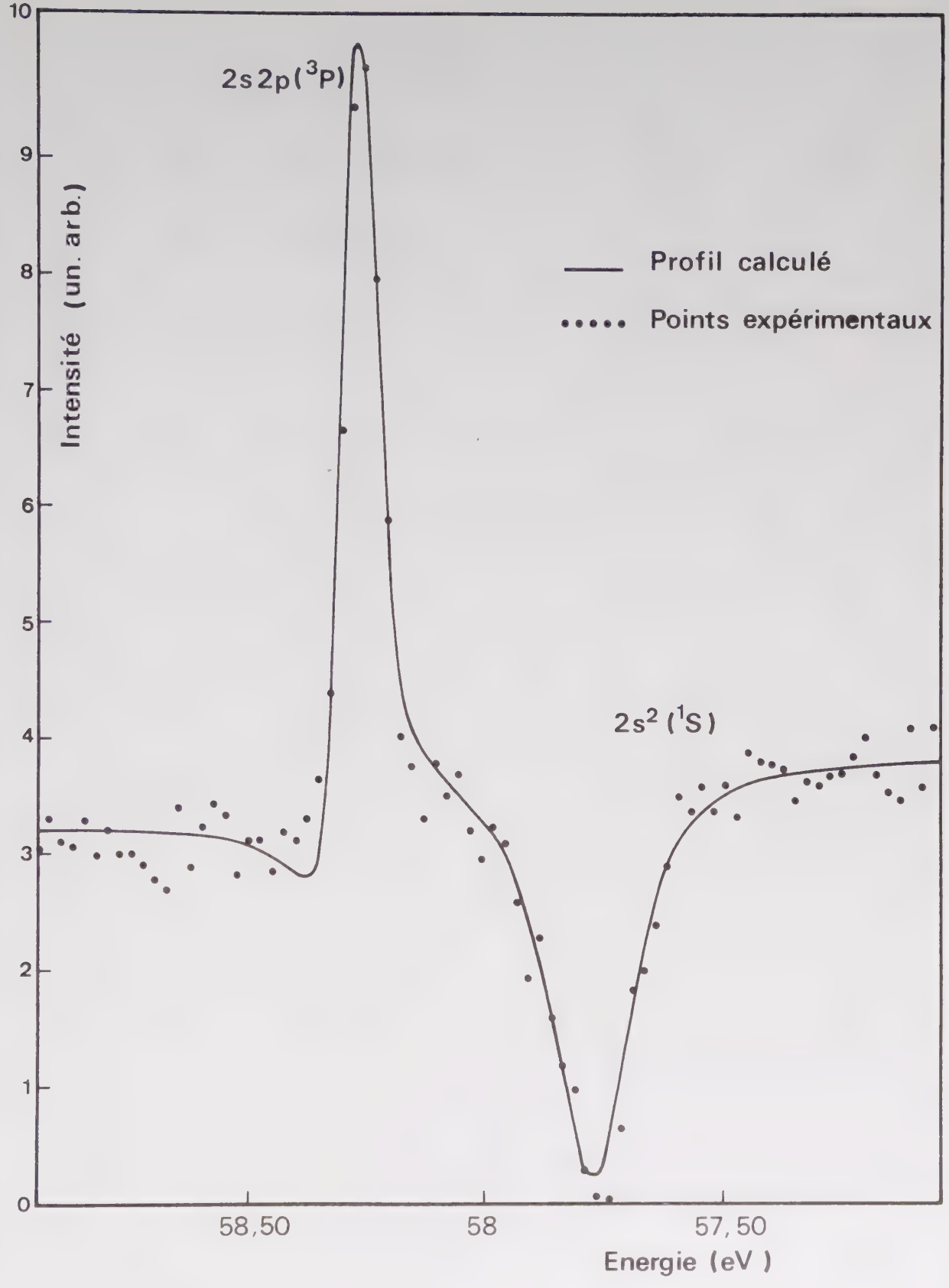


FIG. 2.17 HELIUM . 80eV . 70°.

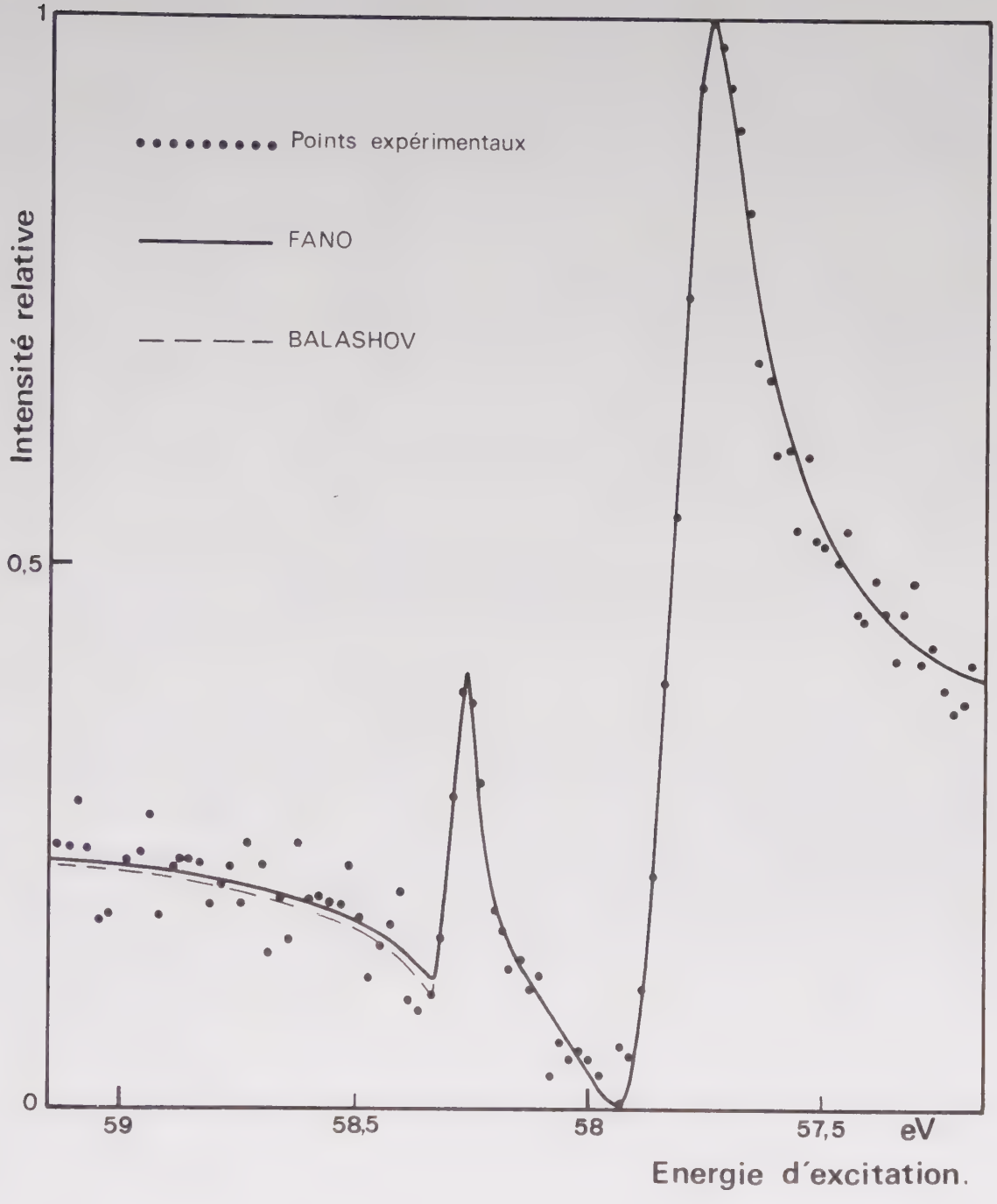


FIG. 2.18 HÉLIUM . 80eV . 100°. ÉLECTRON ÉJECTÉ.

ticulier du xénon à la valeur en unité arbitraire de a et de b.

La technique utilisée est le filtrage de HANNING (82) basé sur le fait que les structures d'autoionisation apparaissent sur les spectres comme une variation brusque par rapport aux variations bien plus lentes du fond d'ionisation directe.

Soient $y_1 \ldots y_i \ldots y_n$ les intensités observées sur les n points d'un spectre ; le filtrage de HANNING consiste à opérer N fois, la transformation $y_i \rightarrow z_i$ en chaque point :

$$z_i = 0{,}25\ y_{i-1} + 0{,}50\ y_i + 0{,}25\ y_{i+1}$$

les valeurs extrêmes z_1 et z_n sont calculées par extrapolation linéaire. Le spectre final après N opérations de ce type est obtenu par la différence $y_i - z_i$. Cette méthode a aussi été utilisée par VEILLETTE et MARCHAND (25).

La fiabilité de cette méthode est bonne dans la mesure où les structures d'autoionisation ont une amplitude suffisante, au moins égale à 10% du signal total, ce qui est ici le cas : ces structures sont de l'ordre de 10 à 40%, parfois 50% ; ceci est un avantage de notre méthode d'étude de l'autoionisation lorsqu'on la compare aux travaux de J.J. QUEMENER (114) où les structures ont des amplitudes de 10 à 100 fois plus faibles.

La figure (2.19) montre 3 spectres successifs d'électrons éjectés de l'argon à 100 eV et 80° obtenus en faisant N = 300. Pour permettre une bonne comparaison des 3 courbes nous les avons tracées avec un décalage vertical de 2 unités. On peut constater une bonne correspondance entre les 3 courbes tant du point de vue de la position des structures que de l'allure des profils : leur recouvrement est uniquement limité par le bruit de fond dont la valeur peut être estimée à environ 0,5

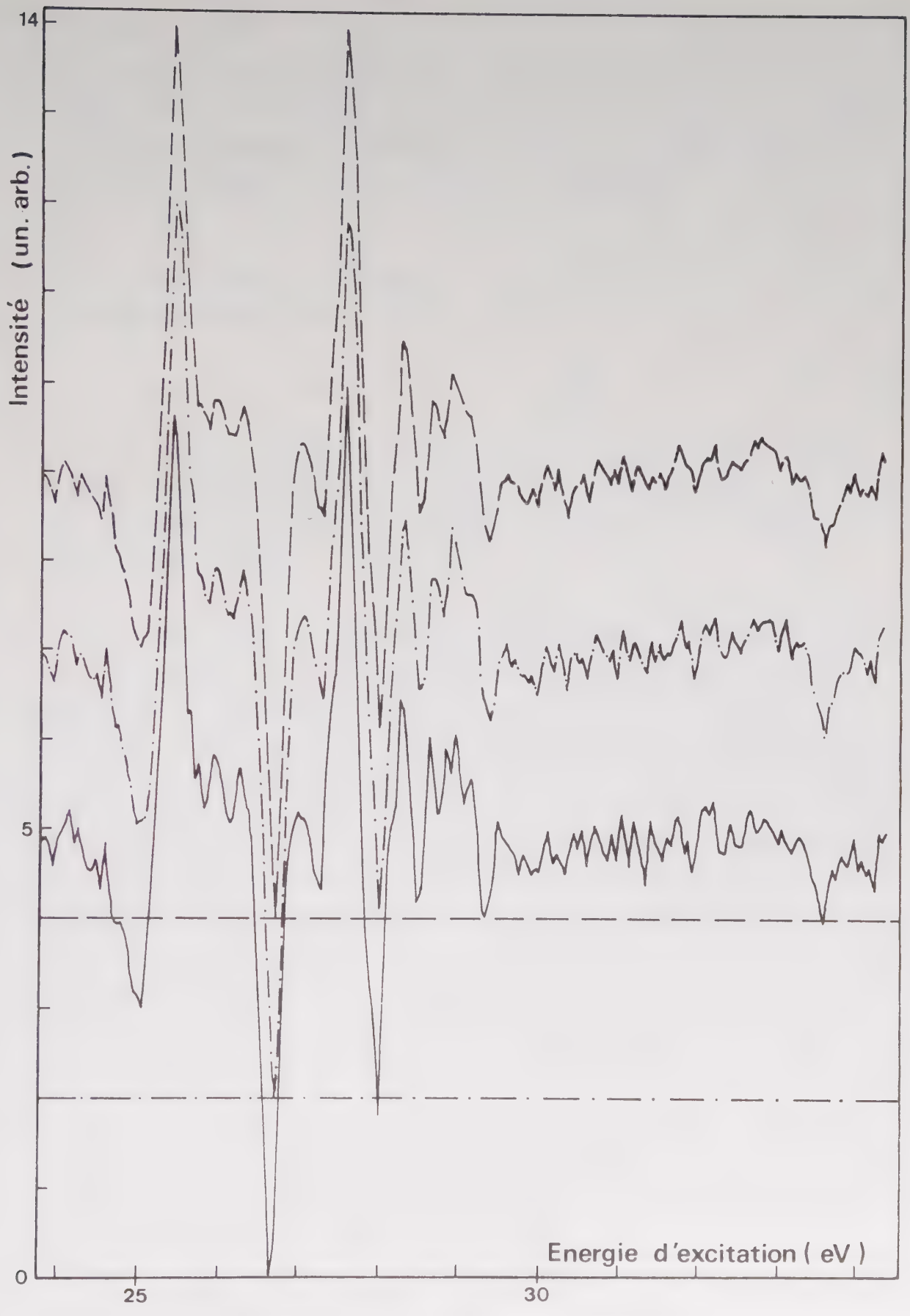


FIG. 2.19 ARGON . 100 eV . 80°

unité,soit un rapport signal d'autoionisation sur le bruit de fond de l'ordre de 20 pour l'ensemble des structures. Ces courbes correspondent à des temps de cumul de l'ordre de 30 heures pour chacune d'elles, ce qui montre la stabilité dans le temps de l'expérience.

Pour exploiter les spectres de ce type, nous avons utilisé les relations rassemblées dans le tableau (2.1.).

$$b = h-d \qquad a = \pm 2\sqrt{hd} \qquad \text{et } \Gamma = 2\,\Delta E\,\frac{\sqrt{hd}}{h+d} \tag{2.25}$$

Les deux premières relations s'appliquent sans difficulté car la convolution par la fonction d'appareil de l'analyseur figure (2.11) ne fait pas varier les valeurs relatives de la hauteur h de la profondeur d d'une structure donnée.

Par contre il subsiste une difficulté pour déterminer la largeur des structures car la largeur apparente Γ_{app} déterminée sur le spectre par la relation ci-dessus, résulte à la fois de la largeur naturelle Γ de la structure et de la largeur γ de la fonction d'appareil. Une solution approchée, d'autant meilleure que γ est faible devant Γ, consiste à soustraire de Γ_{app} la valeur de γ déterminée par le point de fonctionnement de l'analyseur ; une vérification de la qualité de ce calcul peut être obtenue lorsque la valeur de Γ est déjà connue ; par exemple pour le niveau $4s\ 4p^6\ 5p$ du krypton, le point de fonctionnement fournit sur le spectre de la figure (3.30) une largeur d'environ 50 meV qui est égale à la différence entre la valeur apparente de 73 meV et la valeur connue optiquement (9) de 23 meV : ceci montre que cette méthode donne rapidement une estimation correcte de la largeur des niveaux d'autoionisation.

Par ailleurs nous pouvons obtenir des spectres à une énergie fixe au-dessus du seuil d'apparition de chaque niveau d'autoionisation en intercalant la rampe de tension (non décalée) dans la polarisation par rapport à la terre du point milieu du filament.

PLAN DU CHAPITRE 3

Résultats expérimentaux

3.0 - Introduction 91

3.1 - Hélium 91

3.1.1 - Nature, largeur et position des structures de résonance 91

3.1.2 - Valeurs absolues de sections efficaces différentielles d'autoionisation des transitions $(2s^2)^1S$, $(2s2p)^3P$, $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1P \rightarrow He^+ + e^-$ 98

3.1.2.1 - Les sections efficaces de référence 100

3.1.2.2 - Variation angulaire des sections efficaces d'autoionisation de l'hélium 105

3.1.2.2.0 - Considérations générales 105

3.1.2.2.1 - Résonance $(2s2p)^1P$ 112

3.1.2.2.1.1 - Paramètre b 112

3.1.2.2.1.2 - Paramètre a 113

3.1.2.2.2 - Resonance $(2p^2)^1D$ 117

3.1.2.2.2.1 - Paramètre b 117

3.1.2.2.2.2 - Paramètre a 121

3.1.2.2.3 - Resonance $(2s2p)^3P$ 121

3.1.2.2.3.1 - Paramètre b 121

3.1.2.2.3.2 - Paramètre a 125

3.1.2.2.4 - Résonance $(2s^2)^1S$ 125

3.1.2.2.4.1 - Paramètre b 125

3.1.2.2.4.2 - Paramètre a 126

3.1.2.2.5 - Conclusion 130

3.2 - Argon 130

3.2.0 - Introduction 130

3.2.1 - Niveau d'énergie des structures d'autoionisation 131

3.2.2 - Largeur des niveaux d'autoionisation 136

3.2.3 - Variation du rapport a/b des sections efficaces d'autoionisation des transitions $3s3p^6\ 4p,\ 4s \rightarrow 3s^2\ 3p^5\ (^2P_{3/2}) + e^-$ 139

3.3 - Krypton 140

3.3.0 - Introduction 140

3.3.1 - Niveaux d'énergie des structures d'autoionisation 140

3.3.2 - Largeur naturelle des niveaux 5s, 6s, 5p et 4d 144

3.3.3 - Variation du rapport a/b des sections efficaces d'autoionisation des transitions $4s\ 4p^6\ 5p,\ 4d,\ 6s \rightarrow 4s^2\ 4p^5\ (^2P_{3/2})$ 146

3.4 - Xénon 152

3.4.0 - Introduction 152

3.4.1 - Niveaux d'énergie des structures du xénon entre 19 et 23 eV 153

3.4.2 - Variation angulaire des sections efficaces des transitions $5s\ 5p^6\ 6p\ ,\ 6s \rightarrow 5s^2\ 5p^6\ (^2P_{3/2})$ 158

3.4.2.1 - Méthode de mesure 158

3.4.2.2 - Variation angulaire 163

3.4.2.2.1 - Transition $5s\ 5p^6\ 6p\ (J=0) \rightarrow 5s^2 5p^5\ (^2P_{3/2})$ 163

3.4.2.2.2 - Transition $5s\ 5p^6\ 6s\ (J=0) \rightarrow 5s^2\ 5p^5\ (^2P_{3/2})$ 165

Conclusion générale 167

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.0 - Introduction

Nous présentons dans ce chapitre nos résultats expérimentaux ; ils concernent la position, la largeur, la nature de résonances de l'hélium, de l'argon, du krypton et du xénon et la variation avec l'angle d'éjection de sections efficaces différentielles d'autoionisation de ces mêmes gaz.

3.1 - Hélium

3.1.1 - Nature, largeur et position des structures de résonance

Le spectre d'énergie des électrons éjectés de la *figure* (3.1) pour lequel l'énergie des électrons incidents est de 70 eV, comporte 5 structures.

Pour déterminer les positions des structures, il y a plusieurs possibilités. Une première méthode consiste à faire une mesure absolue directe de l'énergie des électrons éjectés. On détermine par échantillonnage la pente de la rampe électronique utilisée; on repère le numéro du canal qui correspond à l'origine de la structure et on mesure le décalage de l'origine de la rampe : tout ceci donne l'énergie de freinage subi par les électrons . Il suffit d'ajouter l'énergie cinétique de vol des électrons dans l'analyseur qui est reliée à la tension entre grilles interne et externe (en général 0,75 V, mais 0,45 V dans le cas de ce spectre). On obtient ainsi une mesure absolue de l'énergie des électrons. La précision est médiocre, de l'ordre de 0,2 eV. Le voltmètre électronique SOLARTRON LM 1420 (appareil à 4 digits et 2300 points de mesure) contribue à l'incertitude de mesure pour 0,1 eV. Il existe en plus une incertitude liée aux potentiels de contact entre les différentes pièces métalliques "vues" par les électrons ; HASTED (84) a indiqué que ces potentiels peuvent être de l'ordre du 1/10 de volt.

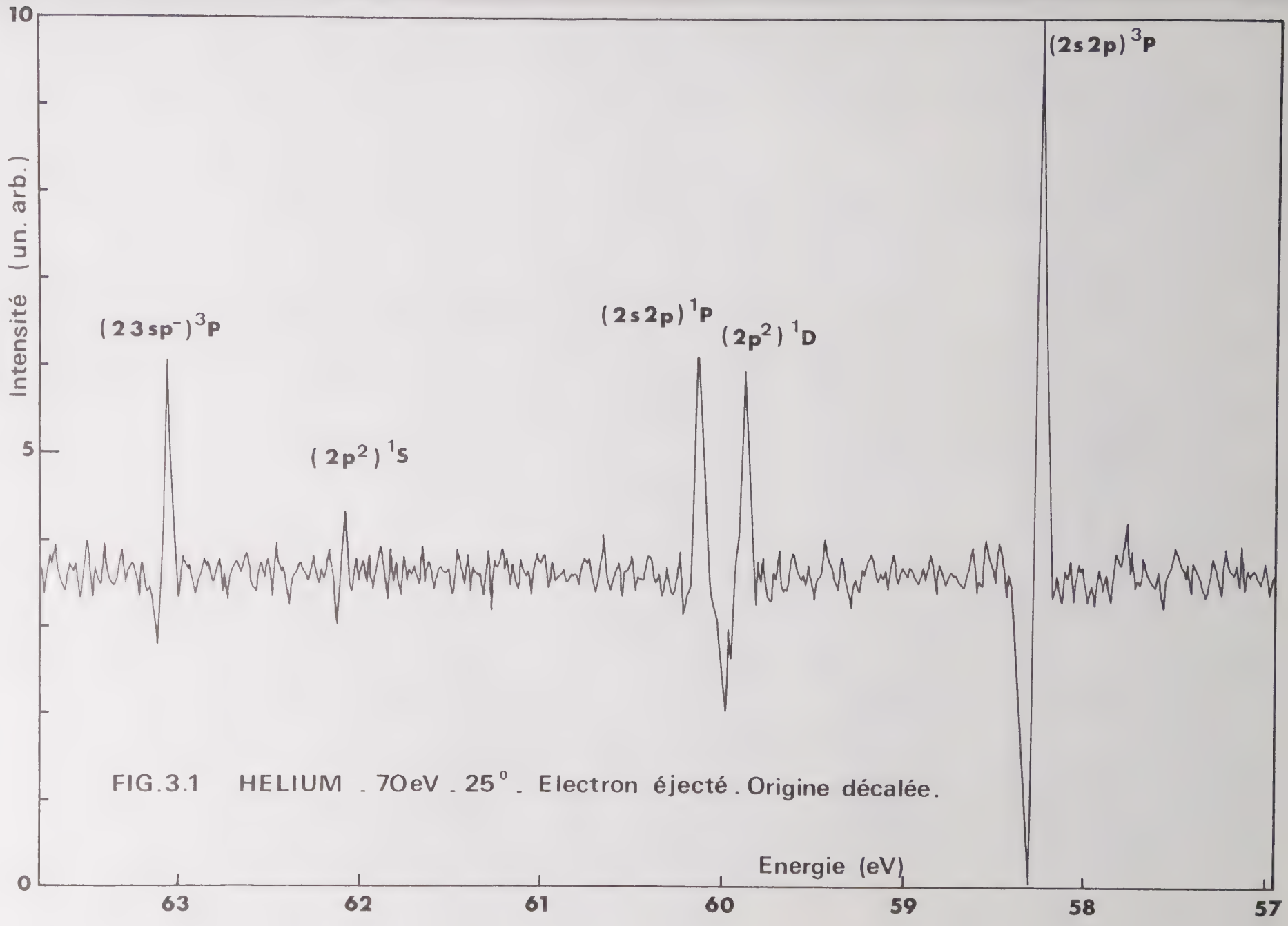


FIG.3.1 HELIUM . 70eV . 25° . Electron éjecté . Origine décalée.

Une autre façon de mesurer les énergies des niveaux autoionisants consiste à utiliser une référence interne au spectre en se servant des mesures optiques précises de MADDEN et CODLING (6) ; ces auteurs donnent la position 60,13 eV du niveau $(2s2p)^1P$ avec une précision de 15 meV. Nous avons pu adopter ce niveau comme référence parce que dans nos expériences la résolution en énergie est suffisante pour bien le séparer du niveau $(2p^2)^1D$ distant d'environ 260 meV. Bien entendu il faut soustraire le potentiel d'ionisation de l'hélium (24,58 eV) pour obtenir l'énergie des électrons éjectés.

C'est en utilisant cette technique que nous avons déterminé la position des niveaux $(2s^2)^1S$, $(2s2p)^3P$, $(2p\ )^1D$, $(2s2p)^1P$, $(2p^2)^1S$, $(2\ 3\ s\ p\ -)^3P$. Dans le tableau (3.1) nous faisons une comparaison avec les mesures et les calculs théoriques de différents auteurs.

La plupart des auteurs se servent d'un principe variationnel pour calculer les fonctions d'onde et les positions des niveaux autoionisants ; ils utilisent pour un niveau donné une fonction d'onde sur laquelle ils appliquent une contrainte qui évite d'obtenir comme solution une des fonctions d'onde des niveaux inférieurs du même type (1s 2s , 1s 3s , ... 1s ns ... pour un niveau $2s^2$ par exemple) ; de ce fait l'énergie calculée est supérieure à l'énergie physique.

READ (85) emploie une méthode de moindres carrés qui minimise l'écart entre l'énergie calculée et l'énergie physique ce qui lui donne une bande d'énergie de plus en plus étroite qui contient l'énergie physique.

MACEK (86) ne supprime pas l'action de tous les niveaux inférieurs au niveau autoionisant calculé, ce qui peut entraîner chez cet auteur des résultats plus dispersés.

TABLEAU 3.1

	auteurs	RUDD (33,34)	BORDENAVE-MONTESQUIEU (88)	MADDEN & CODLING (6)	SILVERMAN LASSETTRE	SIMPSON (17)	ODA (44)	SUZUKI (45)	COMER & READ (46)	NOS RESULTATS
	méthode	IONS	IONS	PHOTO-ABSORPTION	ELECTRONS DIFFUSES	ELECTRONS DIFFUSES	ELECTRONS EJECTES	ELECTRONS EJECTES	ELECTRONS DIFFUSES	ELECTRONS EJECTES
niveaux $(2s^2)\,^1S$	E_r	57,82	57,85±0,05			57,9	57,9±0,05	57,78	57,81±0,05	57,78±0,03
	Γ									0,138±0,015
$(2s2p)\,^3P$	E_r	58,34±0,05	58,36±0,06				58,3±0,05	58,29	58,30±0,03	58,29±0,03
	Γ									≃ 0,01
$(2p^2)\,^1D$	E_r		59,90±0,05				59,9±0,05	59,92±0,01	59,87±0,03	59,87±0,03
	Γ									0,070±0,01
$(2s2p)\,^1P$	E_r		60,06±0,06	60,13±0,015	60,0±0,1	60,1±0,1	Référence	Référence	Référence (60,12	Référence (60,13)
	Γ									0,041±0,009
$(2p^2)\,^1S$	E_r		62,14±0,06							62,10±0,03
	Γ									
$(2\ 3\ sp)\,^3P$	E_r	63,08±0,05						63,10		63,06±0,03
	Γ									

TABLEAU 3.1 (suite 1)

auteurs	BURKE et VICAR (89)	O'MALLEY et GELTMAN (87)	BHATIA 1972 (94)	LIPSKY et RUSSEK (93)	MILLER (95)	ALTICK (96)	BHATIA 1969 TEMKIN (92)	BHATIA 1966 TEMKIN (97)
méthode	Close coupling 1s 2s 2p	variationnelle	variationnelle		Perturbation	Interaction de configuration	Variationnelle(étendue)	variationnelle
niveaux $(2s^2)^1S$	E_r 57,865 E_ϕ Γ 0,141	57,824		57,94				57,842 57,817
$(2s2p)^3P$	E_r 58,36 E_ϕ 58,35 Γ 0,011	58,296		58,38			58,298 58,284 0,0084	
$(2p^2)^1D$	E_r E_ϕ Γ		59,902 59,880 0,0729					
$(2s2p)^1P$	E_r 60,269 E_ϕ 60,260 Γ 0,044	60,182		60,27	60,28 0,038	60,33 60,34 0,0365	60,143 60,150 0,0374	
$(2p^2)^1S$	E_r 62,808 E_ϕ Γ 0,019	62,154		62,30				62,135 62,063
$(2\ 3sp^-)^3P$	E_r 63,141 E_ϕ 63,137 Γ 0,003	63,141					63,097 0,0027	
	1965	1964	1972	1966	1966	1966	1969	1966

TABLEAU 3.1 (suite 2)

auteurs	PERROTT STEWART (90)	HOLOIEN MIDTDAL (98)	PERROTT STEWART (90)	MACEK (86)	READ (85)	BHATIA , BURKE TEMKIN (91)
méthode	Interaction de configuration	multiconfiguration	Interaction de configuration	Séparation des variables $R = (r_1^2+r_2^2)^{1/2}$ $\alpha = \text{cotg } r_2/r_1$	variationnelle par moindres carrés	Close coupling
Niveau $(2s^2)^1S$	E_r E_ϕ 57,83 Γ 0,1426	57,874		57,990	57,88	
$(2s2p)^3P$	E_r E_ϕ Γ			- 58,226 -		
$(2p^2)^1D$	E_r E_ϕ Γ		59,98 0,0718			
$(2s2p)^1P$	E_r E_ϕ Γ			- 60,138 -		60,1449 0,0369
$(2p^2)^1S$	E_r E_ϕ 62,173 Γ 0,05	62,131		- 63,584 -	62,172	
$(2\ 3sp^-)^3P$	E_r E_ϕ Γ			- 63,433 -		
	1968	1970	1968	1968	1971	1973

Niveau $(2s2p)^1P$

Ce niveau, dont la position nous sert ici de référence interne, a une largeur de 41 meV ± 9 meV ; ce résultat est en bon accord avec la mesure de MADDEN et CODLING (6). L'incertitude est un écart moyen sur 5 spectres différents. On peut noter que les diverses méthodes théoriques donnent toutes des positions et largeurs comparables en bon accord avec l'expérience.

Niveau $(2s^2)^1S$

Les valeurs théoriques de la position de ce niveau sont toutes comprises entre 57,99 eV (MACEK, (86) et 57,82eV(O'MALLEY et GELTMAN (87)) c'est-à-dire toutes au-dessus de notre valeur expérimentale 57,78 ± 0,03 eV. Cette situation est une illustration de ce que nous venons de voir concernant les calculs théoriques.

Du point de vue expérimental, notre résultat est compatible avec les mesures à partir d'ions (RUDD, (33) , BORDENAVE-MONTESQUIEU (88)), en désaccord avec celles de ODA (44) (électrons éjectés) et en bon accord avec celles de SUZUKI (45) (électrons éjectés) et de COMER et READ (46) (électrons diffusés).

La largeur de 138 ± 15 meV a été également obtenue en faisant des moyennes sur les spectres d'énergie. Il n'y a pas, à notre connaissance, d'autres détermination expérimentale; les valeurs théoriques par close-coupling ((BURKE et McVICAR (89)) et par interaction de configuration (PERROT et STEWART (90)) sont en excellent accord avec notre résultat.

Niveau $(2s2p)^3P$

Les positions obtenues par bombardement d'ions sont légèrement plus élevées que les valeurs par bombardement électronique; l'accord entre les différentes mesures est néanmoins satisfaisant. Du point de vue théorique, MACEK (86) obtient une valeur (58,23 eV) inférieure à la mesure ; les autres valeurs sont toutes égales ou supérieures à la valeur expérimentale sans que l'écart soit très élevé.

Les spectres expérimentaux montrent que la largeur est faible :

nous avons obtenu une valeur de 10 meV environ avec une grande incertitude relative (≃ 8 meV) ; ce résultat est compatible avec les valeurs théoriques.

Niveaux $(2p^2)^1D$ et $(2p^2)^1S$

La position du niveau $(2p^2)^1D$ (59,87 ± 0,03 eV) est en accord satisfaisant avec les autres mesures expérimentales et aussi avec la détermination théorique récente de BHATIA (91) ; il en est de même pour les largeurs : 70 ± 10 meV dans nos mesures et 73 meV par le calcul (91).

Pour le niveau $(2p^2)^1S$ la mesure de BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) est tout à fait compatible avec notre résultat ; les calculs théoriques sont, ici aussi, légèrement au-dessus de la valeur expérimentale, à l'exclusion du résultat de MACEK (86) qui, à nouveau, s'écarte notablement des autres calculs.

Niveau $(2\ 3\ sp^-)^3P$

Notre mesure est en excellent accord avec celle de RUDD (33), (ions). On retrouve un net désaccord avec le calcul de MACEK (86) et par contre en accord satisfaisant avec ceux de BURKE et McVICAR (89) et ceux de BHATIA et TEMKIN (92). D'une manière générale sur l'ensemble des spectres d'énergie, les différentes valeurs expérimentales sont en bon accord ; les valeurs théoriques sont proches de ces mesures, légèrement au-dessus à part celles de MACEK (86) qui pour les transitions interdites obtient des valeurs nettement différentes.

3.1.2 - Valeurs absolues des sections efficaces différentielles d'autoionisation des transitions $(2s^2)^1S$, $(2s2p)^3P$, $(2p^2)^1D$, $(2s2p)^1P \rightarrow He^+ + e^-$

La méthode de mesure a été décrite au chapitre 2. Nous donnons d'abord les résultats des mesures absolues de sections efficaces différentielles de diffusion qui nous servent ici de référence ; puis nous présentons les mesures de sections efficaces d'autoionisation à 70 eV, 80 eV et 100 eV que nous comparerons aux mesures expérimentales par impact d'ions et aux calculs théoriques de BALASHOV, LIPOVETSKI et SENASHENKO (59 à 65).

L'angle de mesure est limité à 100° par des contraintes géométriques ; l'énergie des électrons incidents a été choisie afin d'obtenir des structures d'amplitude notable pour les transitions interdites. Les courbes de la *figure*

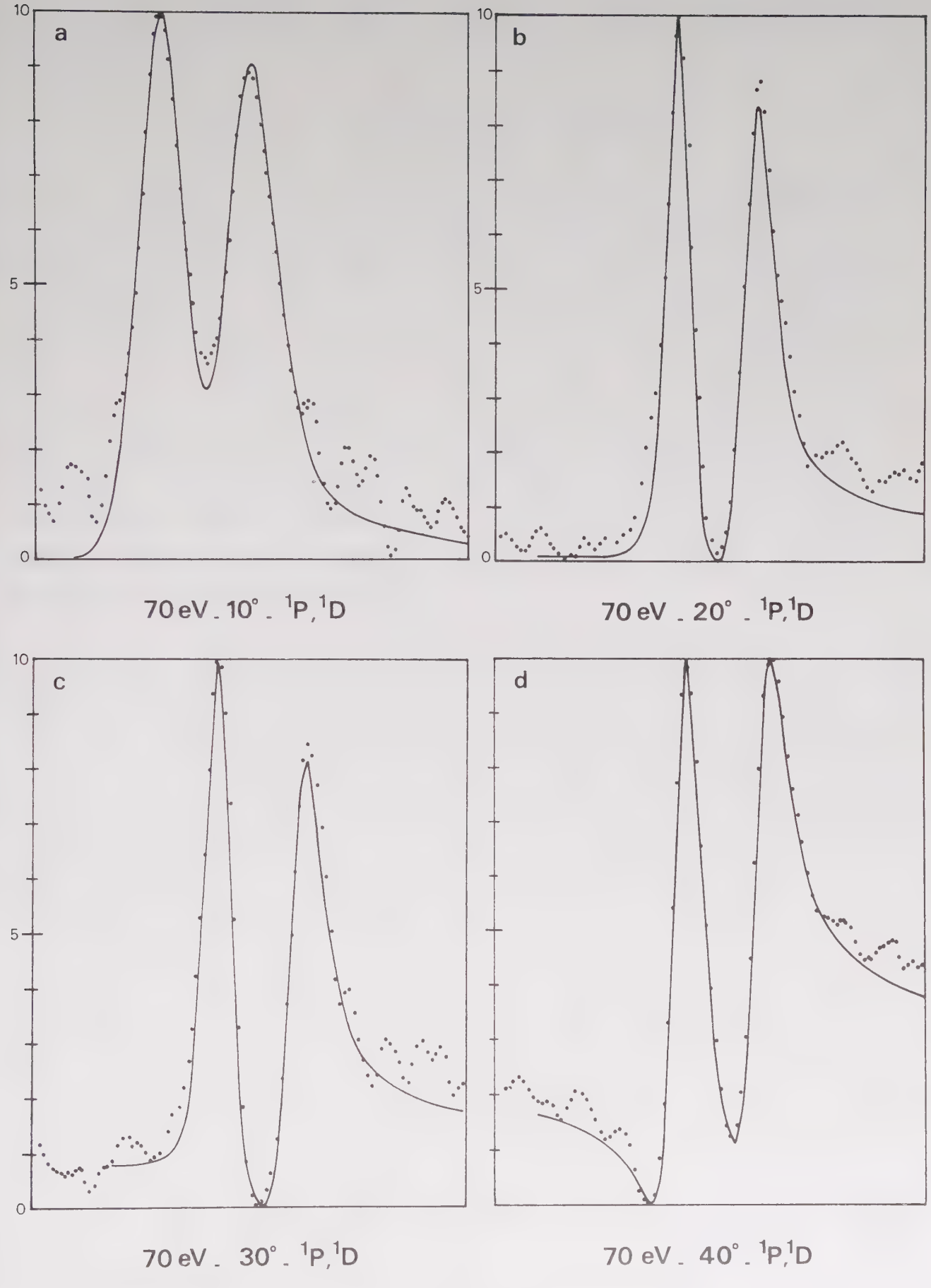


FIG. 3.2 HELIUM

(3.2) permettent de comparer les profils théoriques convolués et les points expérimentaux ; on constate que les 2 structures $(2p^1)^1D$ et $(2s2p)^1P$ sont nettement séparées.

3.1.2.1. - Les sections efficaces de référence

Les valeurs que nous présentons sont les moyennes de 4 mesures ; 2 spectres sont obtenus en faisant augmenter l'angle de diffusion de 5° à 100° et à nouveau 2 autres spectres en revenant de 100° à 5°. Il est important de s'assurer que l'angle de référence (5°) est correctement déterminé : nous avons vérifié que par un déplacement de 10° vers les angles négatifs nous retrouvons la même intensité de courant diffusé. Cette vérification montre que l'axe du jet d'électrons coïncide correctement avec celui du jet atomique et aussi que les diverses causes d'asymétrie (champ magnétique essentiellement) sont réduites à un niveau suffisamment bas. D'autre part nous avons relevé la pression d'hélium et le courant d'électrons incidents durant chaque mesure et adapté le temps de cumul selon l'angle de façon à avoir un rapport signal/bruit au moins égal à 40.

Nous disposons ainsi de mesures relatives auxquelles nous avons appliqué la correction angulaire décrite au chapitre 2 ; puis nous avons adopté pour la mesure à 5° la valeur absolue de la section efficace de la somme des transitions $1^1S \rightarrow 2^1S$, 2^1P de CHAMBERLAIN et al. (78) en interpolant leurs résultats (50 eV, 75 eV et 100 eV) pour les mesures à 70 eV et 80 eV. A cet angle la contribution des transitions $1^1S \rightarrow 2^3S$, 2^3P est négligeable. Les courbes (3-3, 3-4 , 3-5) indiquent les variations en fonction de l'angle de diffusion de la section efficace *absolue de l'ensemble* des transitions $1^1S \rightarrow 2^3S$, 2^1S , 2^3P et 2^1P .

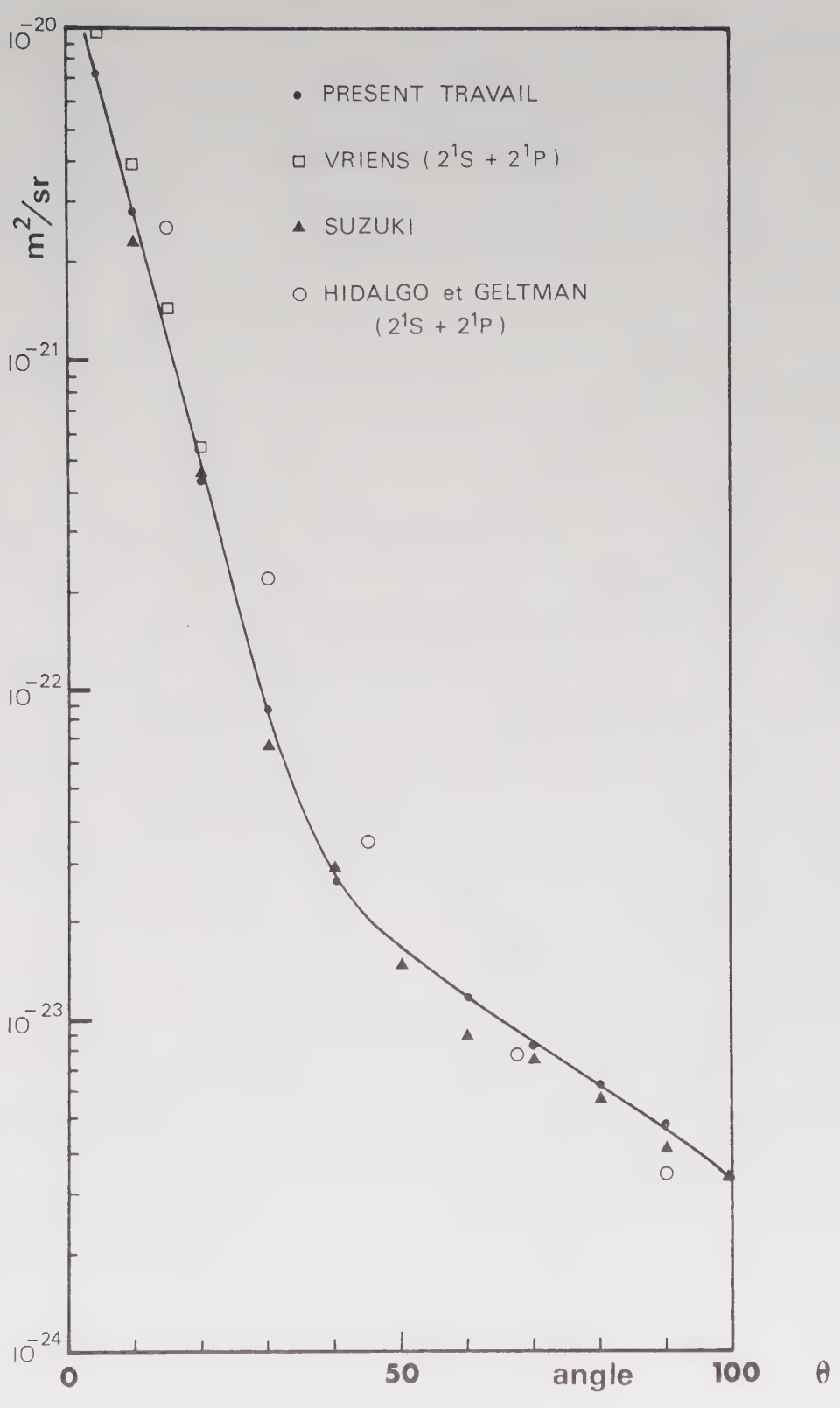
On peut constater une décroissance rapide et régulière de la section efficace quand l'angle augmente; en fonction de l'énergie, à faible angle la section efficace augmente nettement tandis qu'à grand angle cette croissance est moins nette entre 80 eV et 100 eV en raison de la contribution plus élevée à 80 eV des transitions 2^3P et 2^3S .

A 100 eV, on constate un assez bon accord avec les mesures récentes de SUZUKI et TAKAYANAGI (99) ; les calculs de HIDALGO et GELTMANN (100), comme le prévoient ces auteurs, sont supérieurs à la mesure expérimentale aux

aux faibles angles ; à grand angle, la contribution des transitions $1^1S \rightarrow 2^3S$, et 2^3P, qui n'est pas calculée par ces auteurs, explique l'accord apparent entre nos mesures et ces calculs.

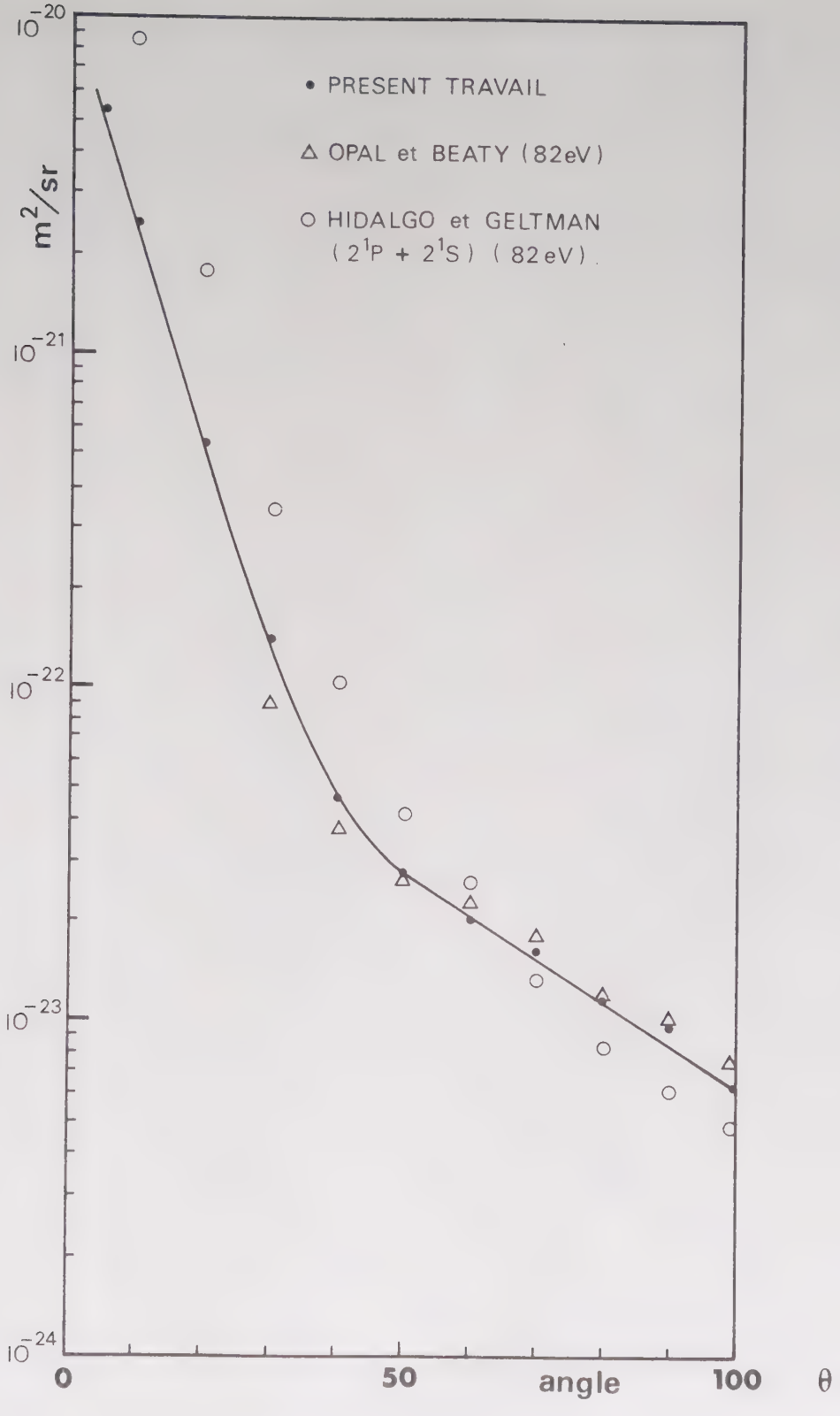
Les mesures de VRIENS et al. (101) sont toutes plus élevées que nos résultats : ceci provient du fait que ces auteurs admettent qu'à cette énergie l'approximation de BORN est pratiquement satisfaisante alors que CHAMBERLAIN et al. (78) ont montré plus tard que l'expérience donne pour la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ une valeur inférieure d'environ 40 % . Cette correction appliquée aux travaux de VRIENS ramène l'écart avec nos mesures à moins de 10 %.

A 80 eV, l'accord est bon avec les mesures d'OPAL et BEATY (102) qui utilisent une référence différente (diffusion élastique à 90° et 100 eV). Les résultats des calculs de HIDALGO et GELTMAN (100) appellent les mêmes remarques qu'à 100 eV.



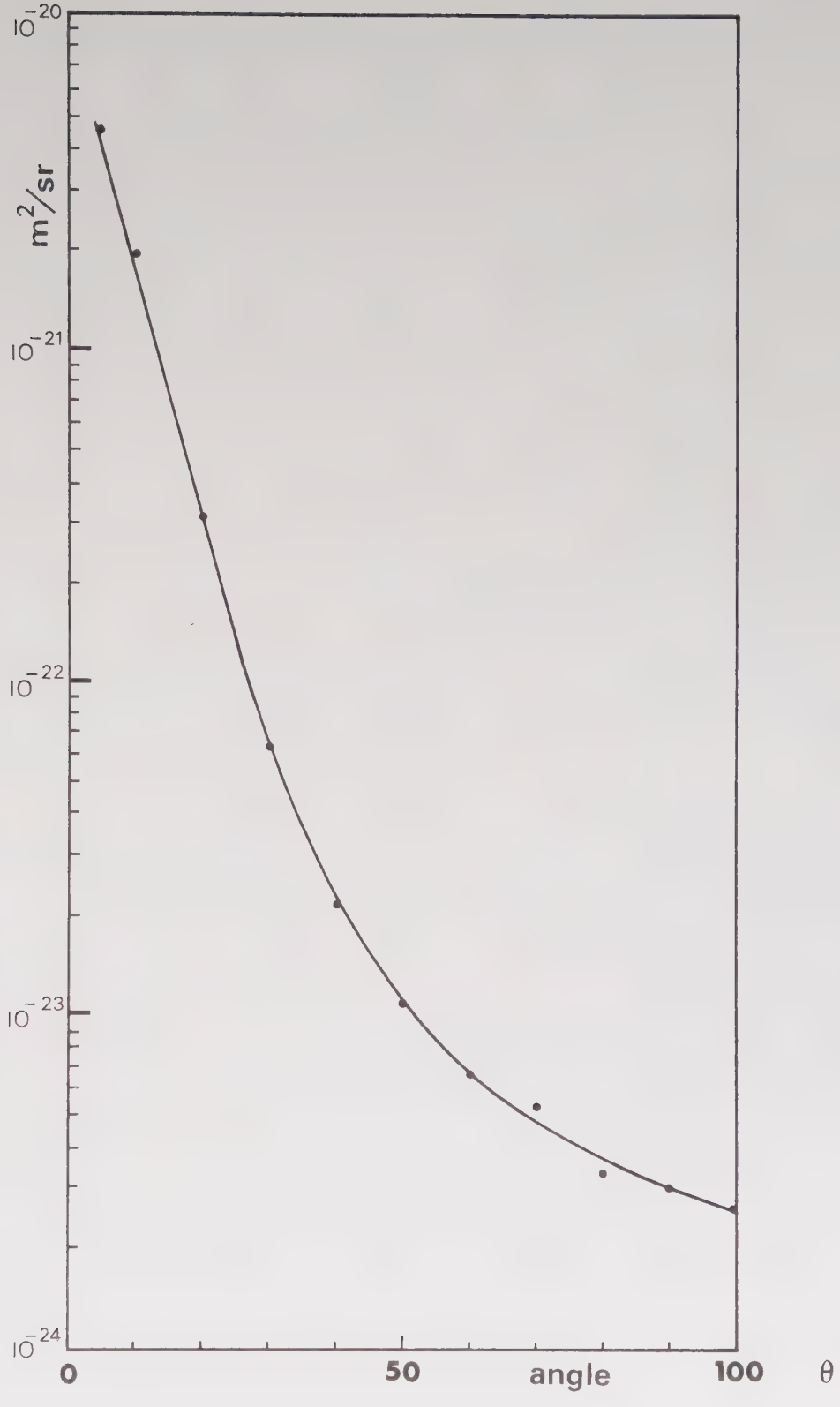
Sections efficaces absolues de référence.

FIG . 3.3 HELIUM . 100 eV .



Sections efficaces absolues de référence.

FIG. 3.4 HELIUM . 80eV .



Sections efficaces absolues de référence.

FIG. 3.5 HELIUM . 70 eV .

3.1.2.2 - Variation angulaire des sections efficaces d'autoionisation de l'hélium

3.1.2.2.0 - Considérations générales

Les courbes des *figures* (3.6) à (3.11) montrent une modification continue mais très nette des profils d'autoionisation avec l'angle d'éjection ; la continuité ainsi observée nous a conduit à considérer comme satisfaisant le pas de 10° que nous avons utilisé pour nos mesures. Il n'existe pas, à notre connaissance, d'autres déterminations expérimentales de sections efficaces différentielles absolues d'autoionisation par impact d'électrons dans ce domaine d'énergie, à l'exception des mesures de S. TAHIRA (103) qui a indiqué la hauteur des structures qu'il a observées et les a exprimées en valeur absolues en utilisant les sections efficaces différentielles d'ionisation directe obtenue par OPAL et al. (104). La comparaison avec nos résultats devient délicate en l'absence d'analyse de ces spectres en profils de BALASHOV. Toutefois l'ordre de grandeur des résultats obtenus par cet auteur est en général le même que celui que nous avons obtenu.

Les calculs de BALASHOV et al (59 à 65) sont faits dans l'approximation de BORN : on a vu que CHAMBERLAIN et al. (78) ont établi expérimentalement qu'elle ne convient pas dans ce domaine d'énergie pour la diffusion sur les niveaux de simple excitation 2^1S et 2^1P et donc *a fortiori* pour interpréter nos expériences où la variation d'énergie est encore plus grande (d'un facteur 3 environ) ; pour cette raison BALASHOV et al. ont en général fait des calculs à partir de 400 eV sauf dans le cas du niveau $(2s2p)\,^3P$ pour lequel un calcul de section efficace d'excitation, en tenant compte de l'échange entre électron collisionnel et électron de l'atome, a été fait par ces auteurs à 80 eV. L'ordre de grandeur des sections efficaces obtenues par ces calculs (10^{-23} $m^2/eV/sr$) est en général comparable à nos résultats ; mais nos valeurs expérimentales révèlent un comportement angulaire plus complexe. Ceci résulte probablement de l'interaction entre électrons diffusés et éjectés d'une part et de l'interaction de ces électrons avec le noyau d'hélium comme l'ont indiqué EHRHARDT et al. (105) dans des expériences de coïncidence, à des énergies variant entre 30 eV et 80 eV, entre les électrons diffusés et les électrons éjectés par ionisation directe. Ces auteurs observent deux lobes, l'un dirigé vers l'avant et l'autre vers l'arrière, sur lesquels se répartissent les valeurs de sections efficaces triplement différentielles d'ionisation associées à une diffusion vers l'avant (angles

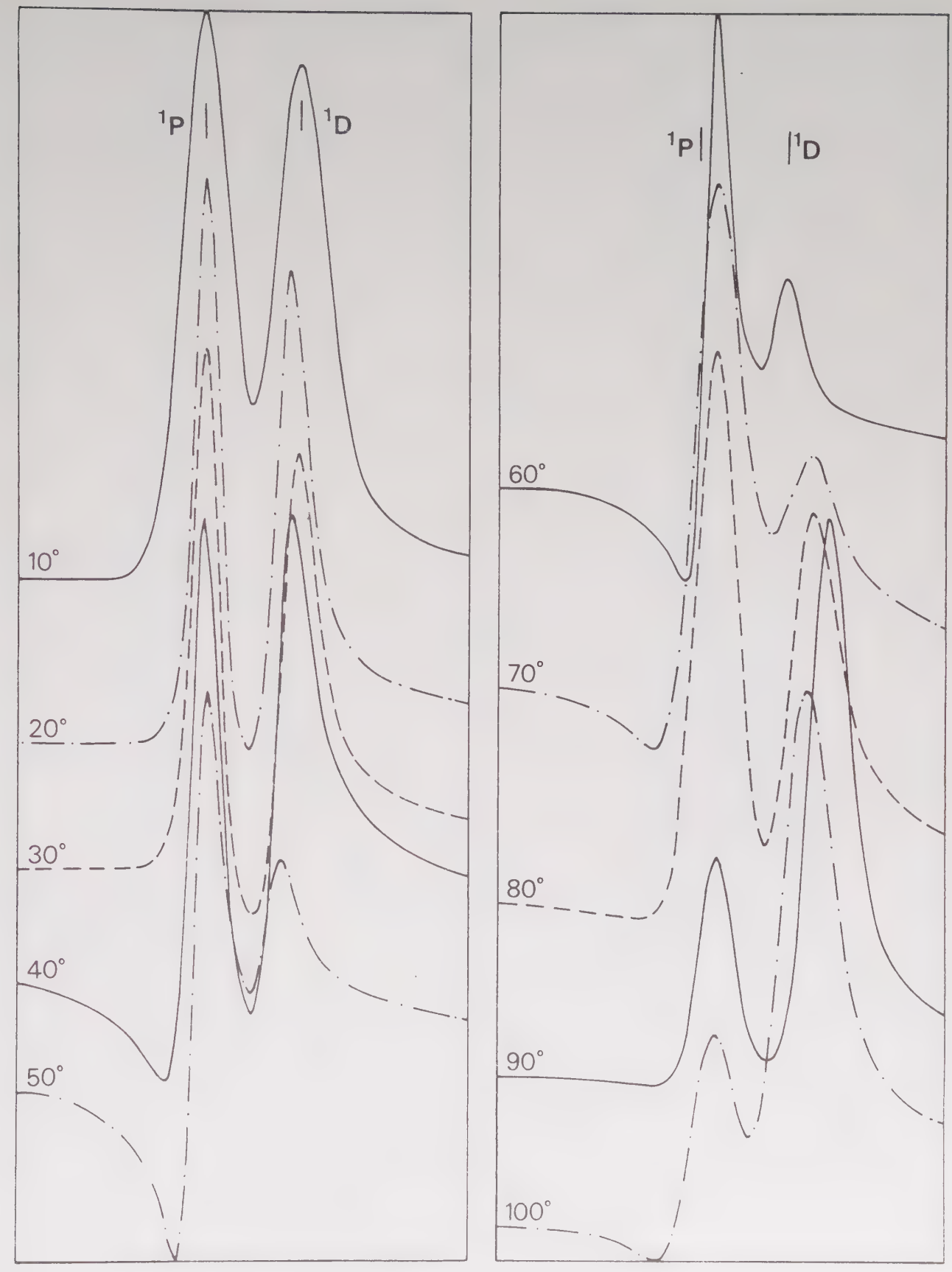


FIG. 3.6 HELIUM . 70 eV . $^1P,^1D$.

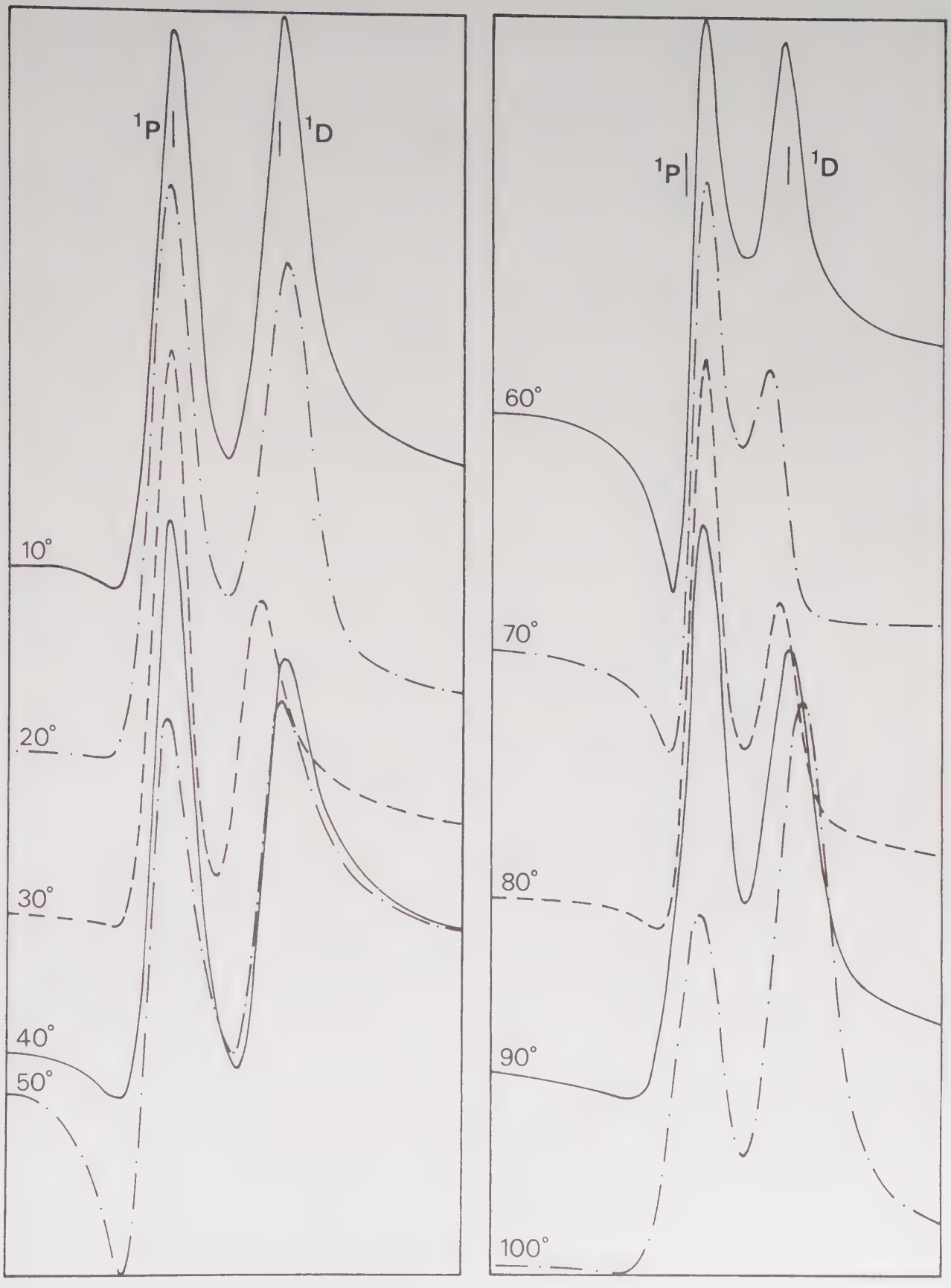


FIG. 3.7 HELIUM . 80 eV . $^1P,^1D$.

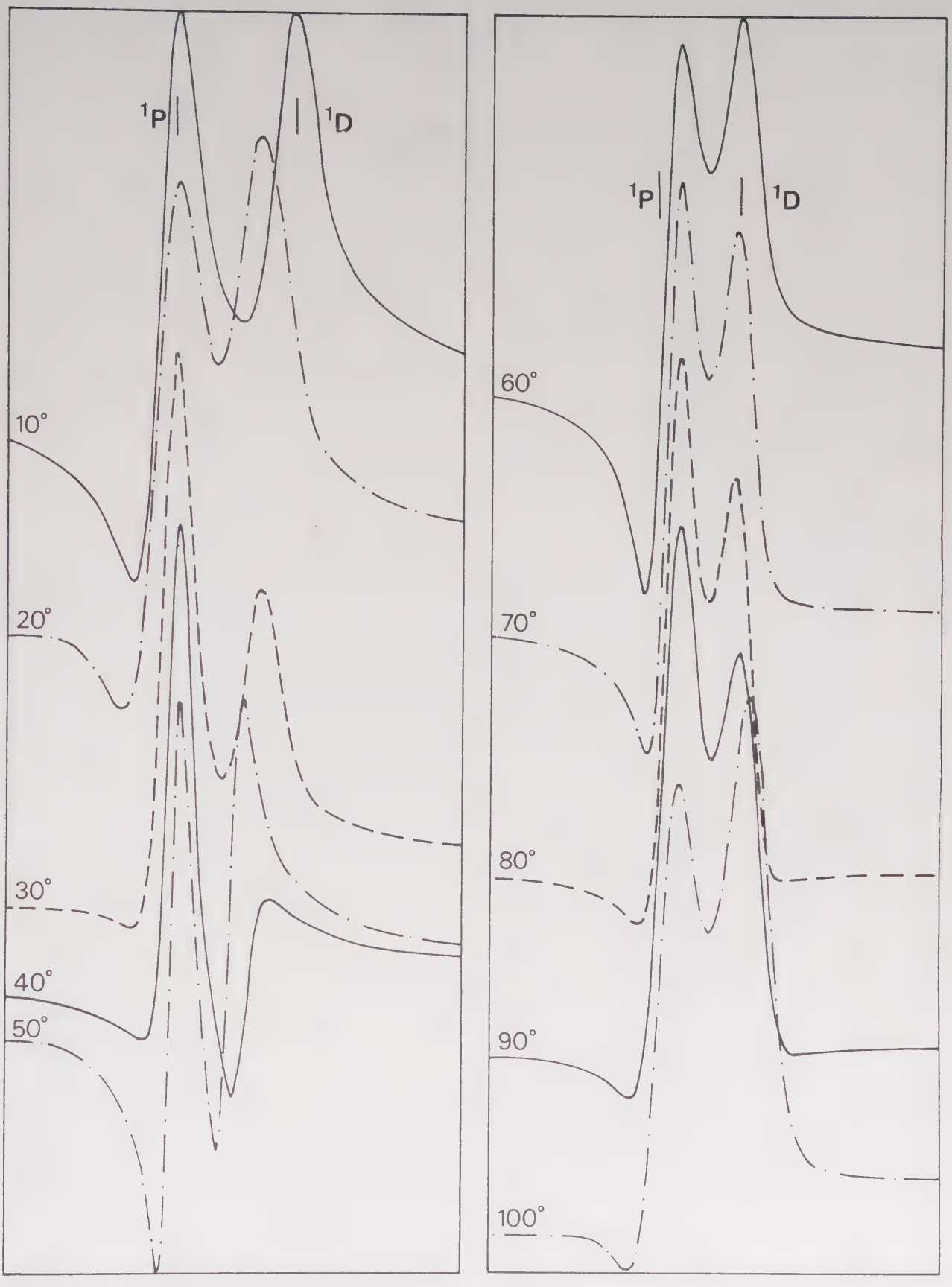


FIG. 3.8 HELIUM . 100 eV . $^1P,^1D$

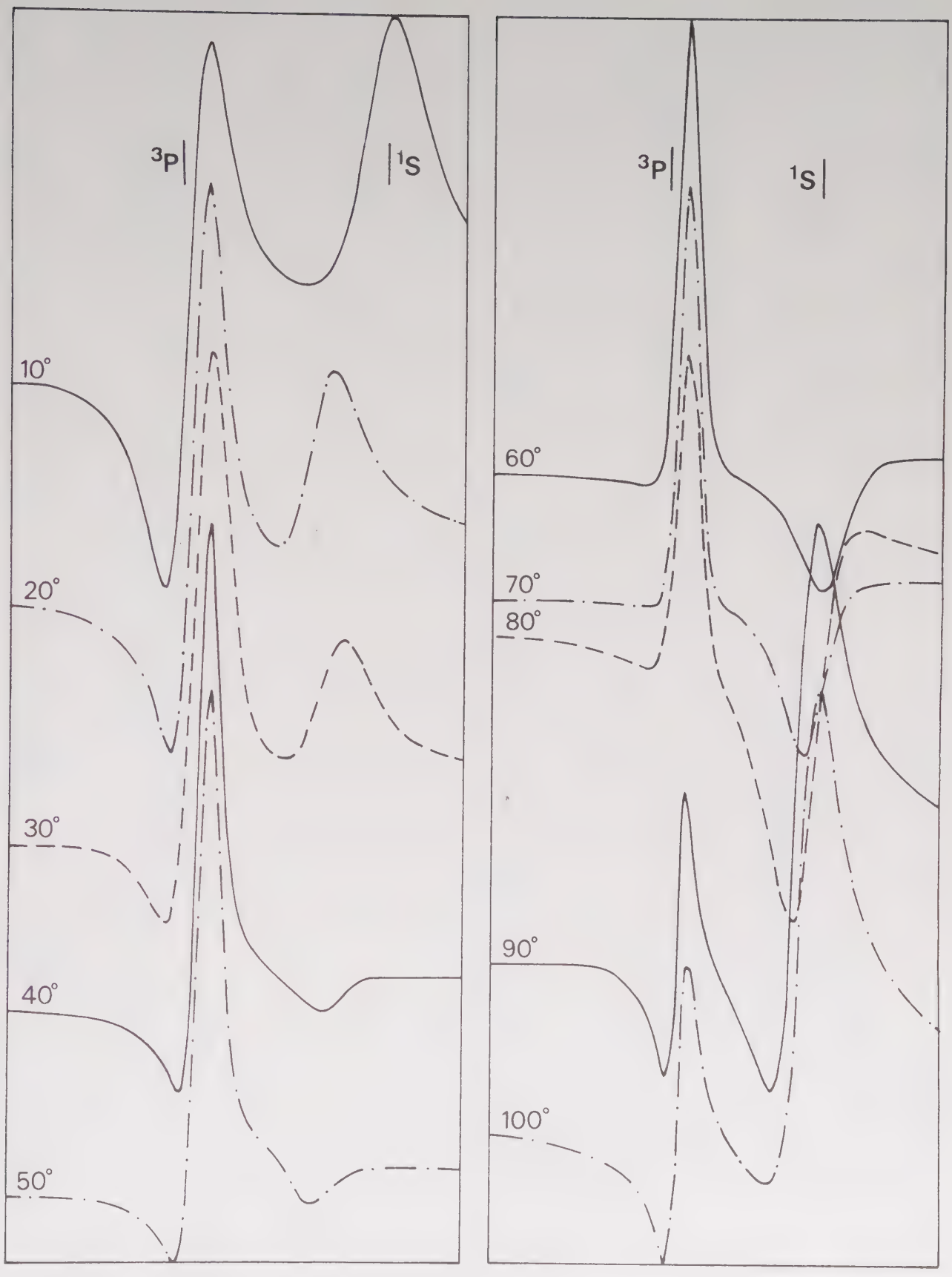


FIG. 3.9 HELIUM . 70 eV . $^3P,^1S$.

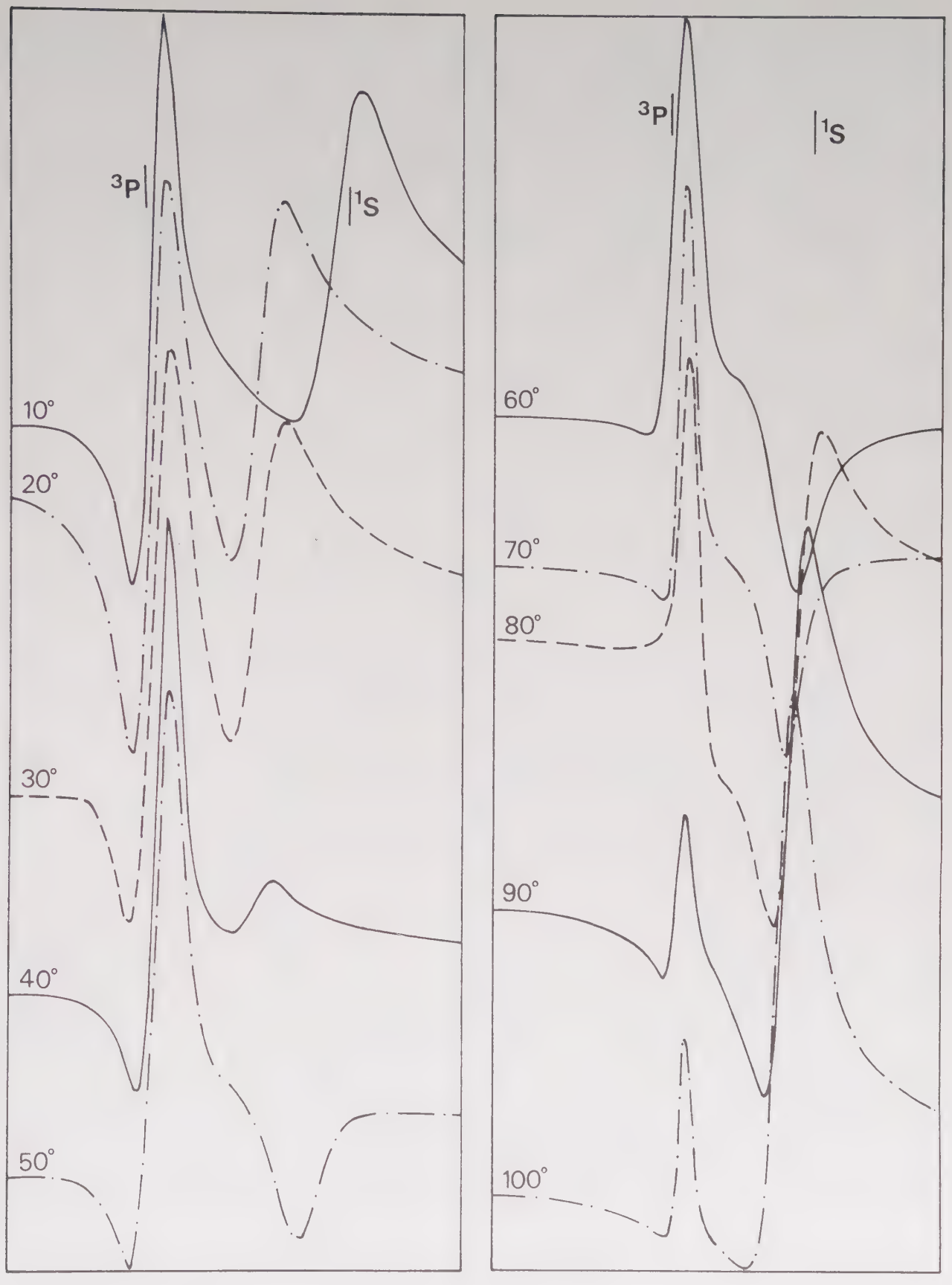


FIG. 3.10 HELIUM . 80 eV . $^3P, ^1S$.

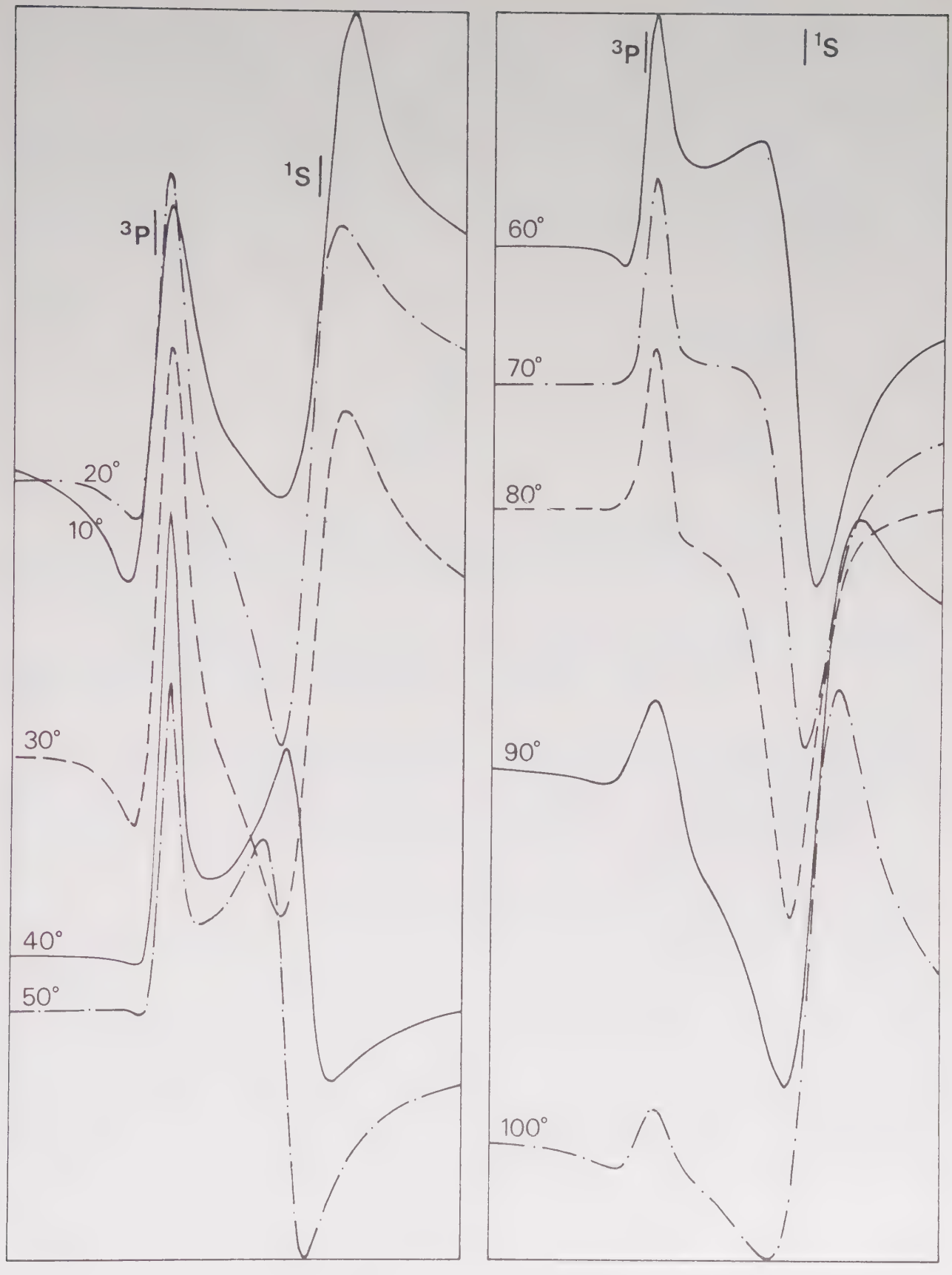


FIG. 3.11 HELIUM . 100 eV . $^3P, ^1S$.

de 5°, 10° ou 15°).

Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il est possible de relier nos résultats à ceux qui ont été obtenus par impact d'ions en comparant simplement les vitesses des projectiles ; la validité de cette comparaison est limitée du fait qu'elle suppose que l'on opère assez loin du seuil pour que la variation d'impulsion soit faible. La correspondance en énergie entre protons et électrons est donnée ci-dessous :

électrons	protons	Ion moléculaire d'hydrogène
70 eV	128 keV	256 keV
80 eV	147 keV	294 keV
100 eV	183,6 keV	366 keV

Ce domaine d'énergie a été étudié par BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) (de 30 keV à 150 keV) et par STOLTERFOHT (41-42) (au-dessus de 150 keV).

L'examen visuel des profils des courbes de SUZUKI et al. (45) révèle un bon accord avec les courbes des *figures* (3.6) à (3.11).

Sur les courbes des sections efficaces relatives au paramètre global b nous avons indiqué les valeurs de sections efficaces intégrées sur l'énergie qui sont reliées simplement au paramètre b par la relation $\frac{\pi}{2}\,\Gamma b$.

3.1.2.2.1 - Résonance $(2s2p)^1P$
(*figures* 3.12 , 3.13 et 3.14)

3.1.2.2.1.1 - Paramètre b

Les courbes à 70 eV et 80 eV sont semblables et présentent une décroissance rapide quand l'angle d'éjection augmente. A 100 eV la caractéristique majeure est l'apparition d'un maximum vers 30° et d'un second maximum plus faible vers 75° ; ce dernier existe aussi sur la courbe à 80 eV et très faiblement sur la courbe à 70 eV.

A 70 eV la décroissance avec l'angle est très rapide puisque à 30° la section efficace est divisée par 10 par rapport à 10° ; à 80 eV elle

n'est plus divisée que par 2 : on peut penser que lorsque l'énergie augmente à 100 eV le maximum se déplace de 10° à 30° , ce qui explique qu'à 10° la valeur obtenue à 70 eV soit plus élevée qu'à 80 eV et 100 eV.

Sur la courbe à 80 eV nous avons indiqué la valeur obtenue à 33° par S. TAHIRA (103) : l'accord est bon entre ces 2 mesures bien que l'absence d'analyse du profil chez S. TAHIRA rende la comparaison moins probante.

Dans les expériences à impact de protons de BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) on constate la présence d'un maximum vers 40° dans un domaine d'énergie s'étendant de 90 keV à 140 keV ; à 150 keV ce maximum disparaît pratiquement. Les valeurs de cet auteur sont du même ordre de grandeur (maximum de 5.10^{-23} $m^2/eV/sr$ à 100 keV) que nos résultats.

Les calculs de BALASHOV et al. (63) à 400 eV, 1 keV et 4 keV montrent que la section efficace b augmente très nettement lorsque l'énergie diminue : ceci rend plausible des valeurs plus élevées que nous observons à basse énergie; à 4 keV la courbe de ces auteurs est pratiquement plate et à 400 eV elle se rapproche nettement de la forme de courbe que nous avons obtenue.

3.1.2.2.1.2 - Paramètre a

Ce paramètre est négatif dans pratiquement tout le domaine de nos mesures ; à 70 eV la courbe présente un minimum assez large vers 50° , cette structure s'atténue à 80 eV et disparaît presque totalement à 100 eV ; sur ces deux dernières courbes apparaît une contribution négative plus importante à faible angle. Le seul point d'accord avec les résultats de BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) est l'ordre de grandeur des sections efficaces ; le signe et l'allure des courbes ne sont pas comparables ; par contre BALASHOV et al. (63) à 400 eV ont obtenu par le calcul un paramètre du même signe que nos résultats expérimentaux ; l'évolution de leurs résultats, quand l'énergie décroît, montre qu'on retrouve, comme dans le cas du paramètre b, une contribution croissante à faible angle (vers l'avant) : ceci résulte des termes d'interférence entre la résonance et l'ionisation directe.

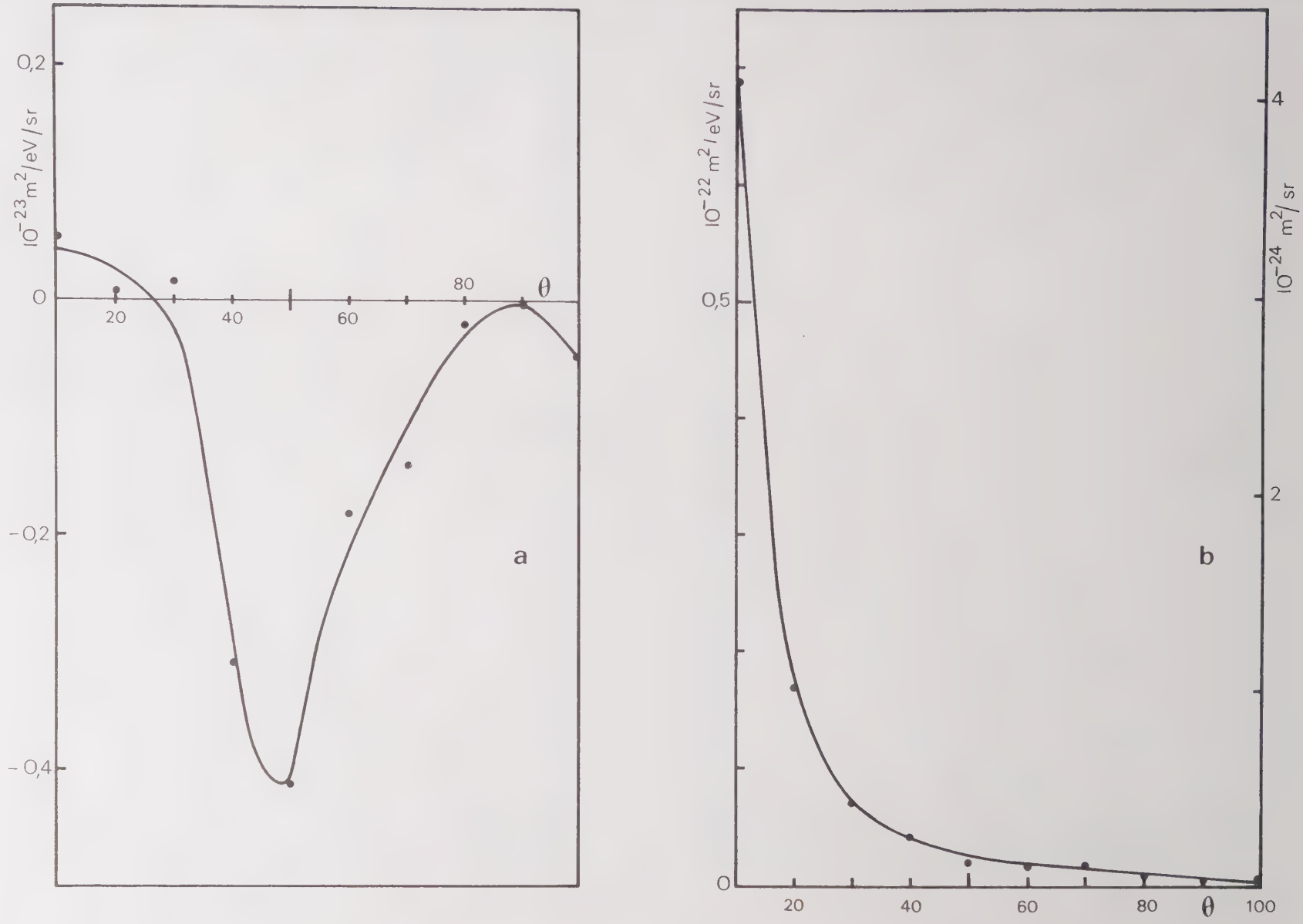


FIG . 3.12 70 eV . (2s2p) ^{1}P - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

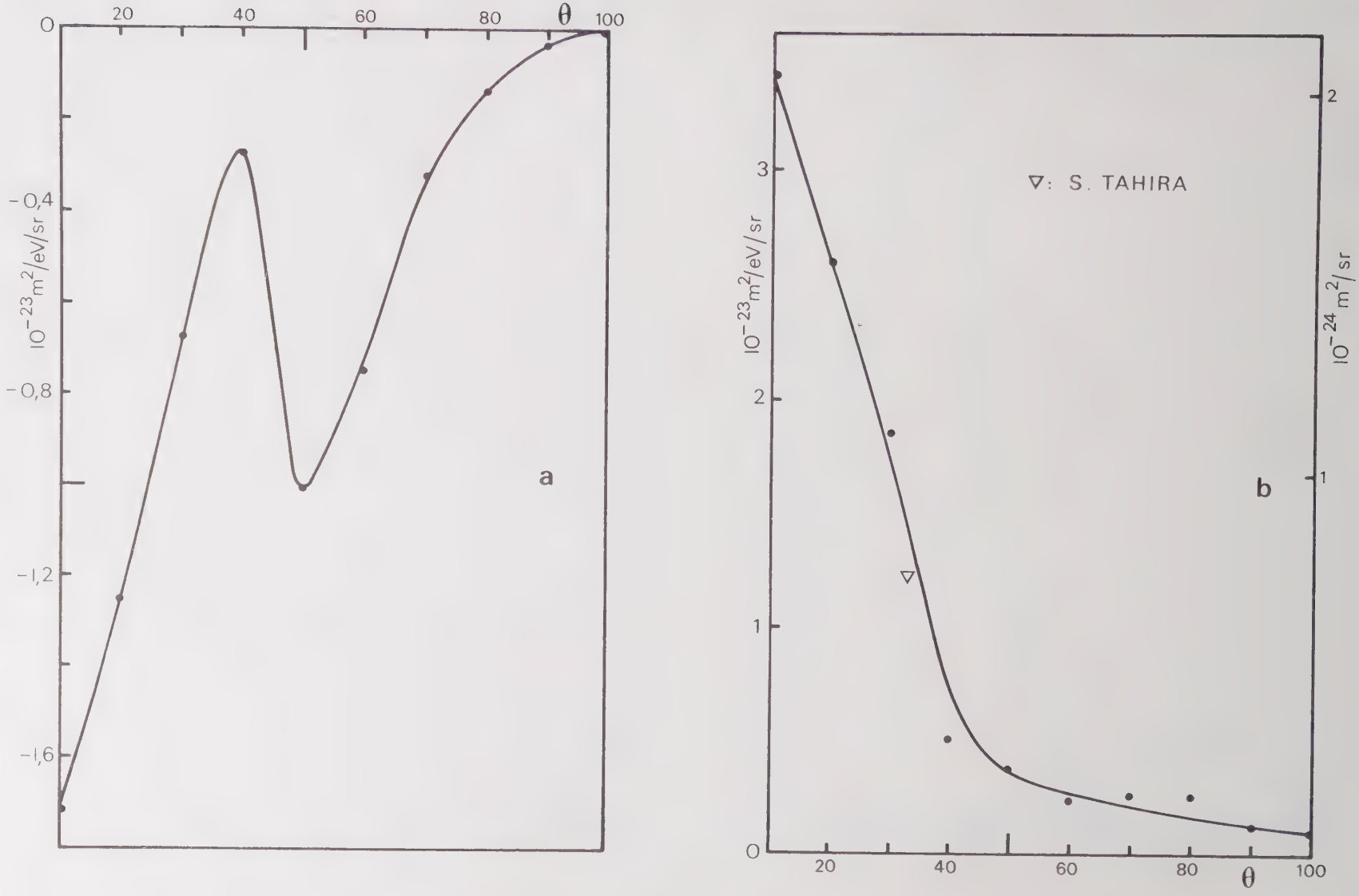


FIG .3.13 80 eV . $(2s\,2p)\,^1P$. Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

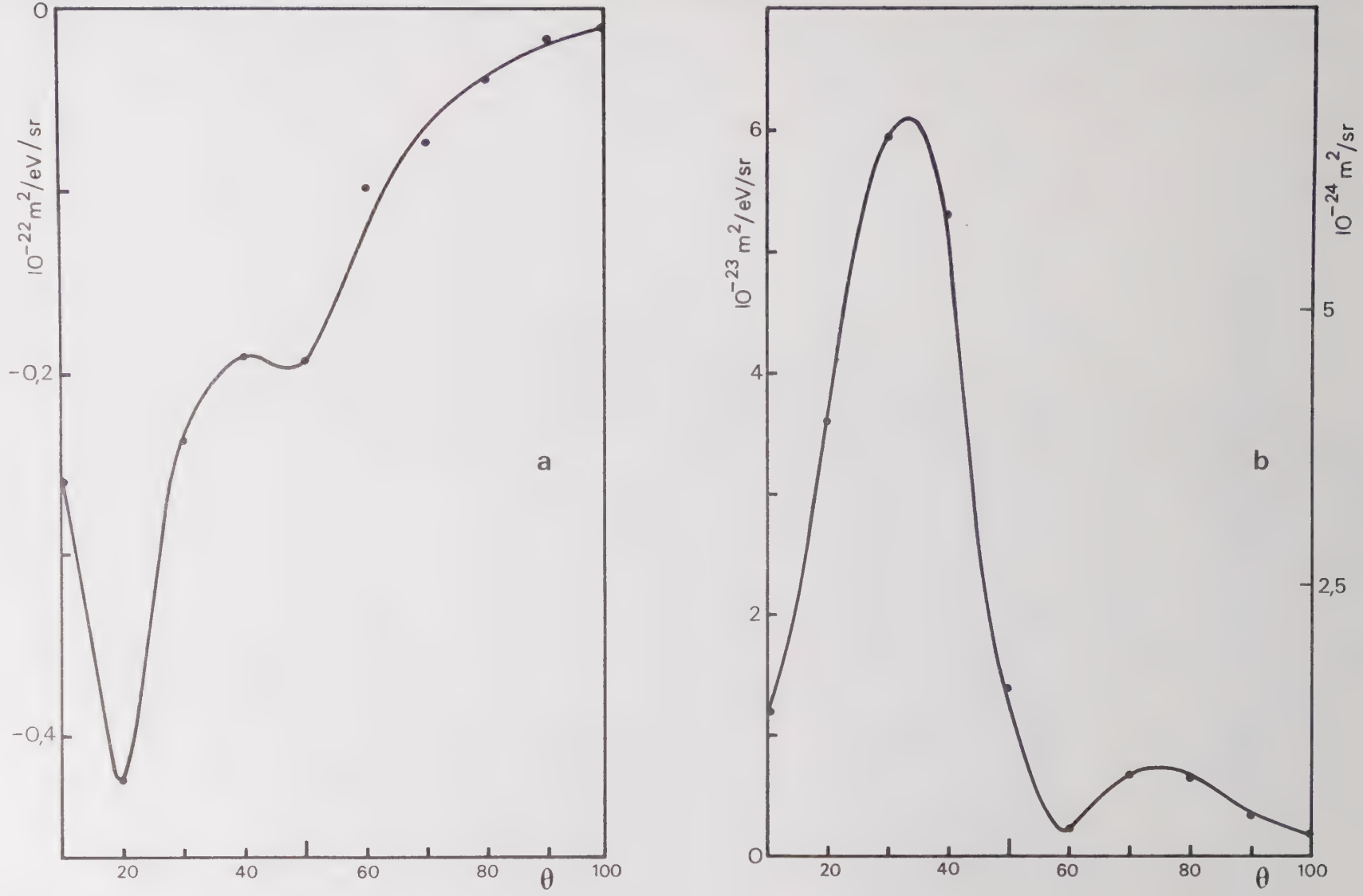


FIG .3.14 .100 eV . $(2s2p)\,^1P$ - **Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.**

3.1.2.2.2 - Résonance $(2p^2)^1D$
(*figures* 3.15 , 3.16 et 3.17)

Il n'existe pas, à notre connaissance, de calculs concernant les profils des structures d'électrons éjectés de cette résonance.

3.1.2.2.2.1 - Paramètre b

Nous retrouvons un comportement assez semblable à celui que nous avons observé pour la résonance $(2s2p)^1P$: à 70 eV et 80 eV nous obtenons une décroissance rapide avec apparition à 80 eV d'un petit pic vers 60° ; à 100 eV ce petit pic se confirme et il apparaît comme dans le cas de la résonance $(2s2p)^1P$ un pic important vers 30°. Ceci montre que les termes d'interférence entre la résonance et le continuum d'ionisation directe jouent ici un rôle prépondérant.

BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) obtient des sections efficaces du même ordre de grandeur et observe un maximum vers 40°. Par contre le maximum secondaire que nous observons à 60°-70° n'apparaît sur aucune des courbes de cet auteur. Comme il le signale, la grande largeur d'appareil (180 à 380 meV) vis-à-vis des largeurs naturelles des résonances $(2s2p)^1P$ (40 meV) et $(2p^2)^1D$ (70 meV) et de l'écart entre les résonances (260 meV) a introduit dans ses résultats une incertitude supplémentaire que nous avons pu éviter en utilisant des résolutions de l'ordre de 50 meV.

SCHOWENGERDT et al. (106) donnent des valeurs de l'intensité intégrée de l'ensemble des résonances $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1P$, dans des collisions utilisant les ions H_2^+ dans un domaine de 20 keV à 120 keV ; la correspondance par les vitesses fournit ici des valeurs en énergie de 256 keV, 294 keV et 366 keV environ.

Les valeurs obtenues par ces auteurs dans ce domaine d'énergie sont du même ordre de grandeur que nos résultats ; ils mettent en évidence un maximum large vers 30-40°.

3.1.2.2.2.2 - Paramètre a

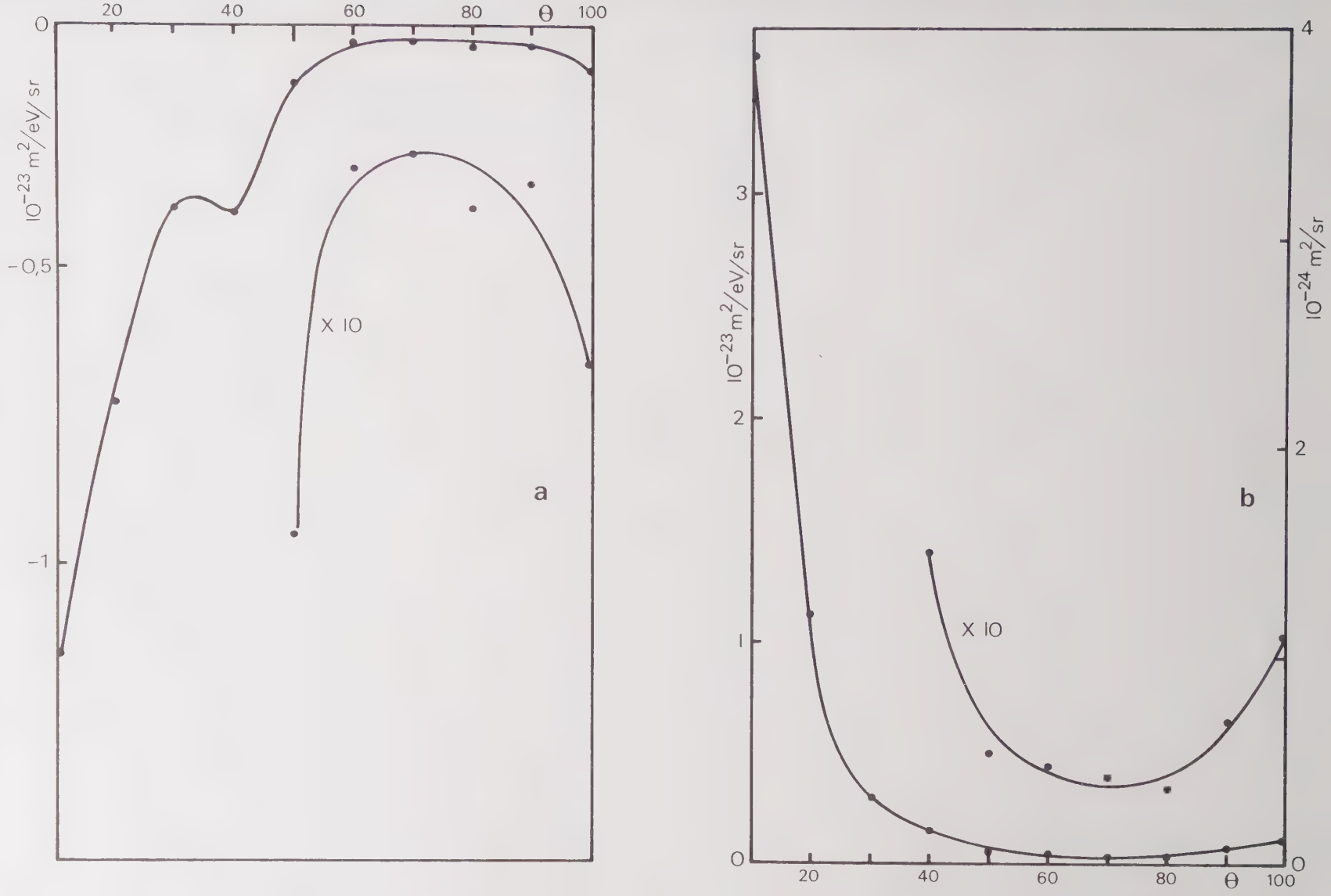


FIG .3.15 70 eV . $(2p^2)\ ^1D$. Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

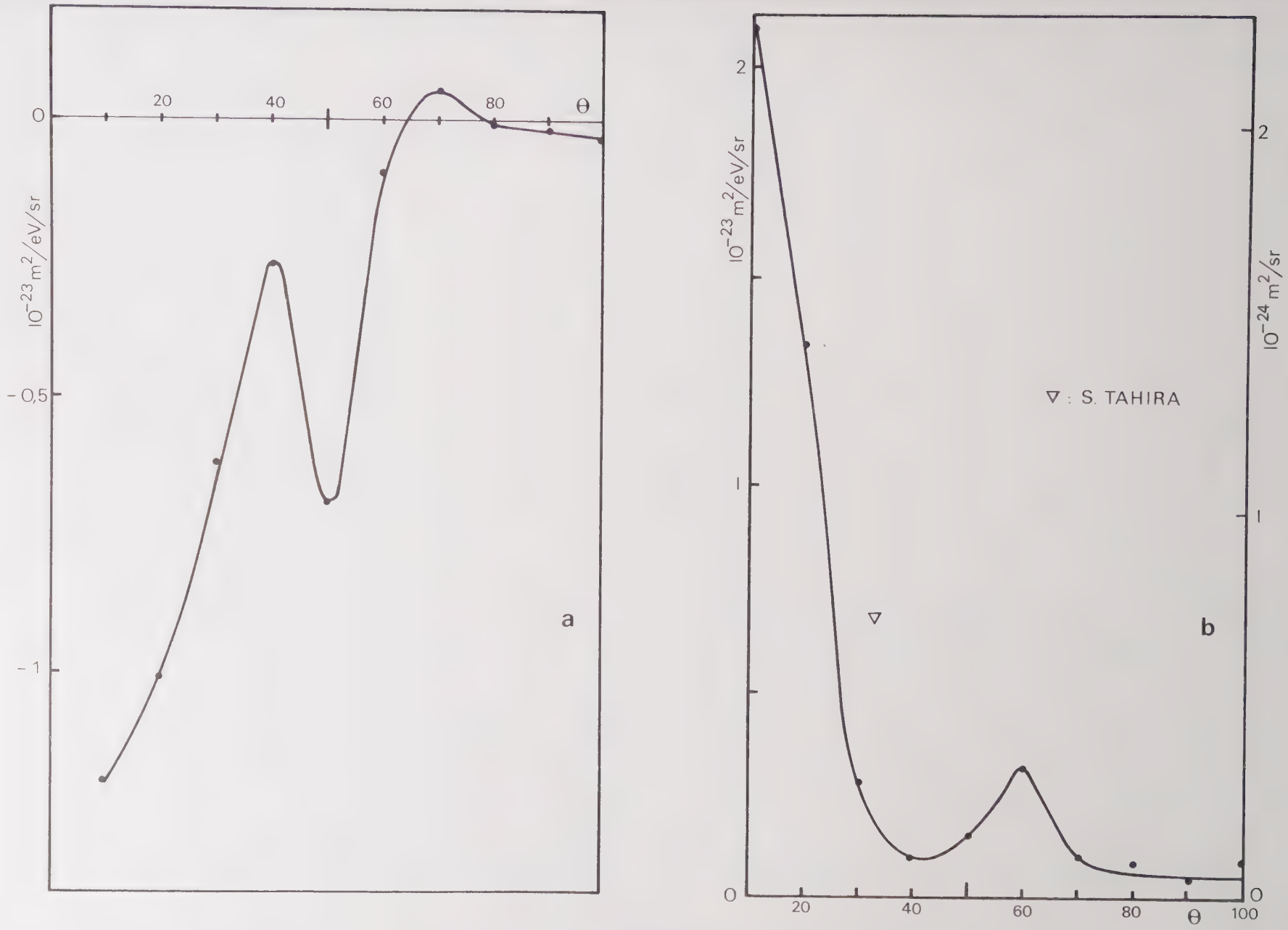


FIG .3.16 80 eV . $(2p^2)\ ^1D$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

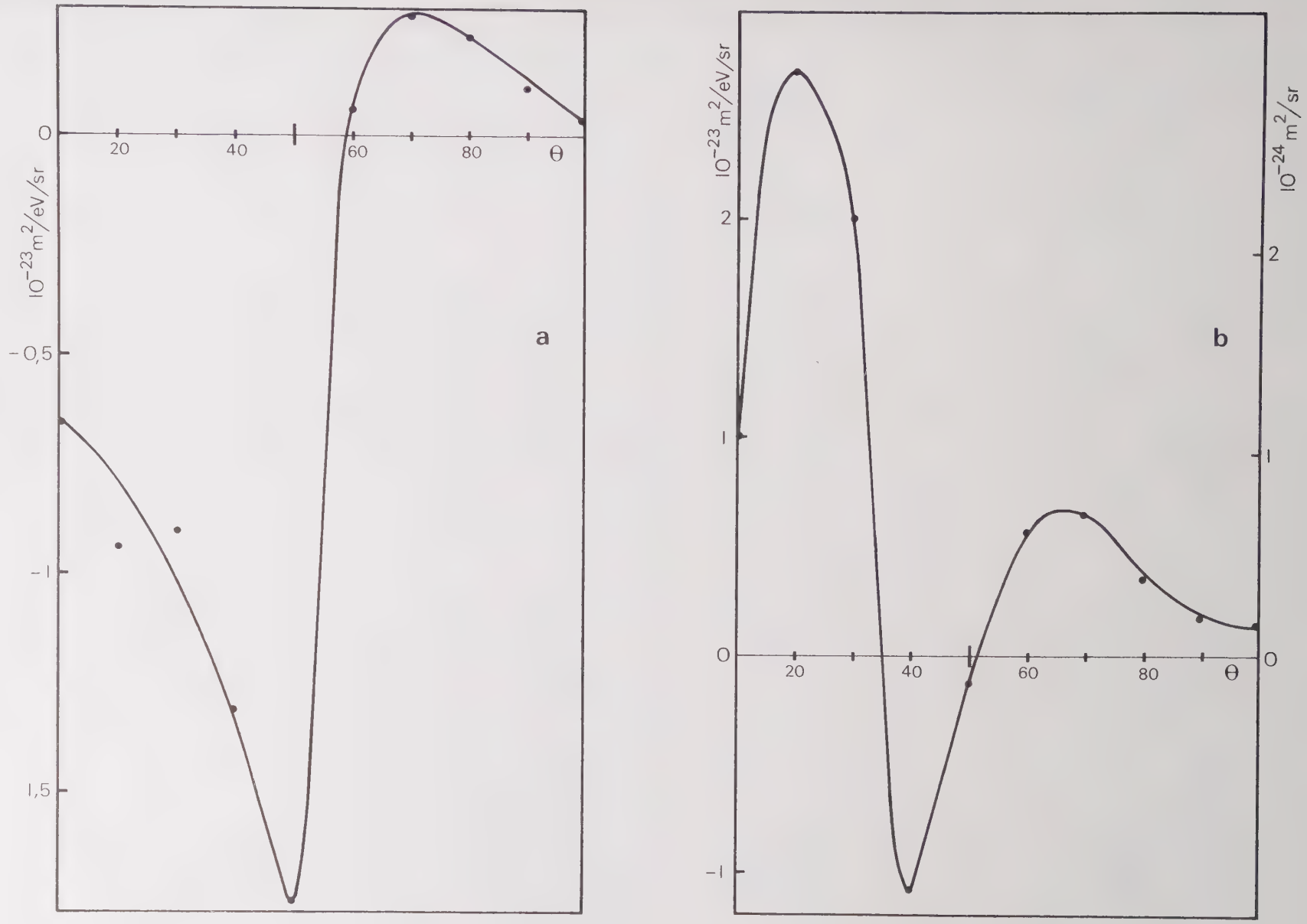


FIG . 3.17 . 100 eV . $(2p^2)\,^1D$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

Ce paramètre est négatif en général dans tout le domaine d'énergie que nous avons étudié.

Le seul point d'accord avec les mesures de BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) est comme pour la résonance $(2s2p)^1P$, l'ordre de grandeur . Cet auteur observe un maximum vers 30° , alors que dans notre cas nous obtenons à 70 eV une décroissance régulière de 10° à 100° avec un léger pic relatif à 40° ; à 80 eV le même comportement subsiste, le pic à 50° s'accentue fortement pour devenir à 100 eV le maximum principal de la courbe.

3.1.2.2.3 - Résonance $(2s2p)^3P$ (*figures* 3.18 , 3.19 et 3.20)

Cette résonance exige l'échange entre l'électron collisionnel et un des électrons de l'atome d'hélium pour rendre compte du passage de l'état fondamental de spin S = 0 à cet état de spin S = 1 ; ceci entraîne l'absence de toute mesure par impact de protons.

PAVLICHENKOV et SENASHENKO (62) ont calculé, en utilisant la méthode indiquée par OCHKUR (107) les sections efficaces d'excitation des niveaux autoionisants ; ils ont utilisé 3 types de fonctions d'onde (1 paramètre , 2 paramètres , HARTREE-FOCK)pour l'état fondamental ; les 3 calculs donnent le même ordre de grandeur et des courbes de variation angulaire semblables. En fonction de l'énergie, les résultats à 80 eV sont supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux qu'ils ont obtenu à 200 eV : cette grande sensibilité vis-à-vis de l'énergie se retrouve sur nos résultats de manière nettement plus marquée.

3.1.2.2.3.1 - Paramètre b

Sur les 3 courbes(*fig.*3.18 à 3.20) il apparaît un maximum situé vers 30°-40°, puis une décroissance rapide en fonction de l'angle, la résonance devenant très faible aux grands angles. En fonction de l'énergie les valeurs à 80 eV sont nettement plus élevées qu'à 70 eV et 100 eV , ceci est tout à fait analogue au cas du niveau de simple excitation $1^1S \rightarrow 4^3S$ d'après la courbe indiquée par A. POCHAT (108).

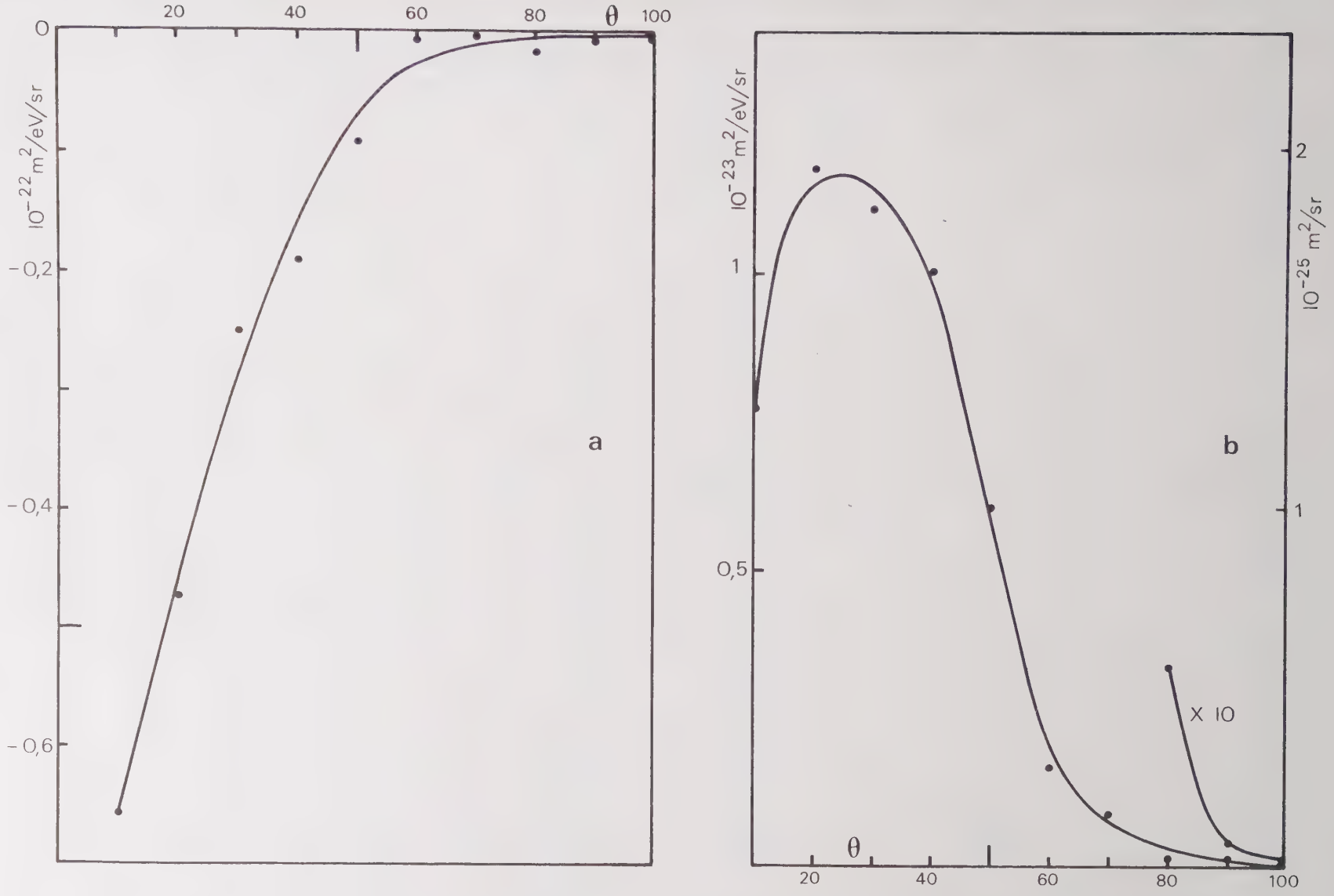


FIG . 3.18 70 eV . $(2s\,2p)^3P$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

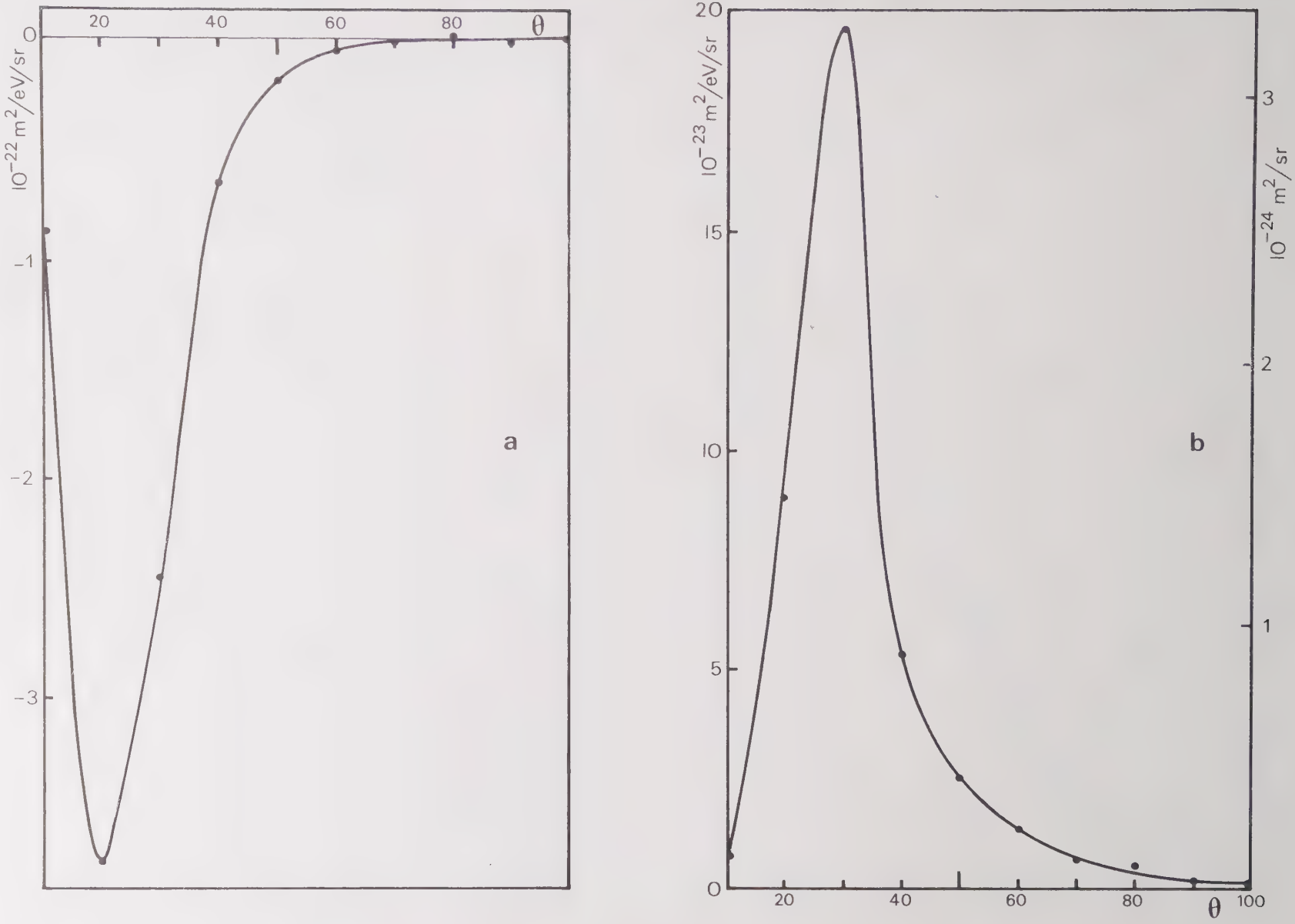


FIG. 3.19 80 eV. $(2s2p)^3P$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

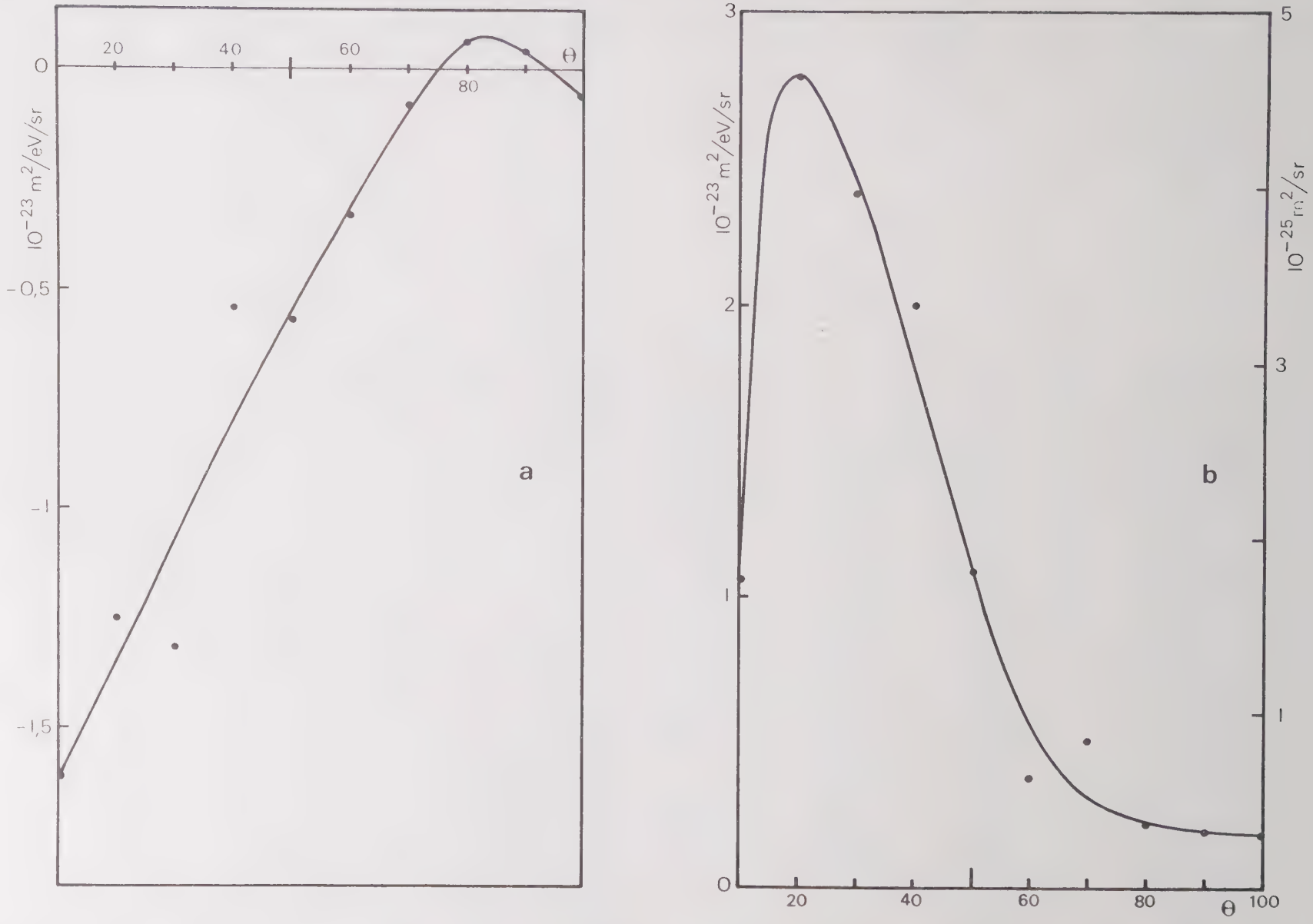


FIG . 3.20 . 100 eV . $(2s2p)^3P$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

Les courbes obtenues par SCHOWENGERDT et al. (106) présentent un maximum situé dans la même zone angulaire (30°) mais il est plus faible ; il n'y a pas de décroissance rapide aux grands angles.

A 80 eV nos résultats de sections efficaces indiquées sur l'énergie ont le même ordre de grandeur que ceux de SCHOWENGERDT et al (106) ; nos résultats à 70 eV et 100 eV sont nettement plus faibles.

3.1.2.2.3.2 - Paramètre a

A 80 eV la section efficace est comme précédemment nettement plus élevée qu'à 70 eV et 100 eV. La variation d'allure est très rapide, le paramètre est pratiquement toujours négatif.

Comme le paramètre b, le paramètre a présente un grand maximum à faible angle.

3.1.2.2.4 - Résonance $(2s^2)^1S$
(*figures* 3.21 , 3.22 et 3.23)

Cette résonance a été étudiée également par impact d'ions (BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) et SCHOWENGERDT et al. (106)) ; LIPOVETSKY et al (64) ont calculé les sections efficaces à 400 eV, 1 keV et 4 keV (par impact d'électrons).

3.1.2.2.4.1 - Paramètre b

A 70 eV la courbe présente une décroissance rapide avec l'angle entre 10° et 40° puis une remontée lente et faible de 50° à 100°. A 80 eV sur la même allure de courbe s'ajoute un pic vers 40° . A 100 eV l'allure reste la même ; le pic vers 40° s'accentue.

En fonction de l'énergie la variation d'intensité est relativement lente ; la transition $1^1S \rightarrow (2s^2)^1S$ est une transition interdite qui n'exige pas d'échange. On retrouve un comportement analogue à celui que nous avons observé dans le cas des résonances $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1P$.

BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) a constaté que dans le domaine d'énergie 30 keV-150 keV, le paramètre b ne varie pratiquement plus au-dessus de 60°, ce qu'il interprète en admettant que le terme d'interférence est faible devant le terme résonnant ; nous venons de voir que ce phénomène n'apparaît pas dans nos mesures. A 150 keV, cet auteur observe comme nous à 80 eV un pic d'interférence vers 40°. Les valeurs absolues sont du même ordre de grandeur (0,4 et 0,1 $10^{-23} m^2/eV/sr$).

SCHOWENGERDT et al. (106) indiquent des valeurs d'intensité intégrées analogues à nos résultats, mais ils ont observé une isotropie à partir de 40° environ, sauf à basse énergie (20 keV) où existe un pic vers 30°.

La courbe calculée par LIPOVETSKY et al. (64) à 400 eV présente un minimum vers 50°, puis une croissance régulière au-delà de cet angle ; les valeurs de sections efficaces calculées à 400 eV sont nettement plus faibles que nos résultats (environ d'un facteur 3 à 4), cette différence s'explique comme pour la résonance $(2s2p)^1P$, en admettant que le maximum de section efficace en fonction de l'énergie est beaucoup plus proche de 100 eV (1,7 fois le seuil) que de 400 eV (6,7 fois le seuil).

3.1.2.2.4.2. - Paramètre a

Les trois courbes montrent une continuité dans l'évolution de 70 eV à 100 eV. Sur la courbe à 70 eV à faible angle le paramètre a des valeurs négatives élevées qui se rapprochent de zéro à partir de 40°.

A 80 eV la courbe présente un minimum négatif vers 70° puis le paramètre augmente jusqu'à une valeur nulle vers 50° et décroît légèrement au-delà de cet angle. A 100 eV la courbe a la même allure qu'à 80 eV. Le minimum à 20° subsiste et vers 50° apparaît un maximum net. Le calcul de PAVLICHENKO (62) à 400 eV donne des valeurs négatives du paramètre dans le domaine angulaire de nos mesures, valeurs qui varient entre -1.10^{-24} et $0,4\ 10^{-24}\ m^2/eV/sr$; ces valeurs sont inférieures en valeur absolue à celles que nous obtenons, ce qui confirme la remarque faite dans l'étude du paramètre b.

Les mesures de BORDENAVE-MONTESQUIEU (88) indiquent des valeurs positives du paramètre, l'ordre de grandeur restant le même que celui que nous avons obtenu.

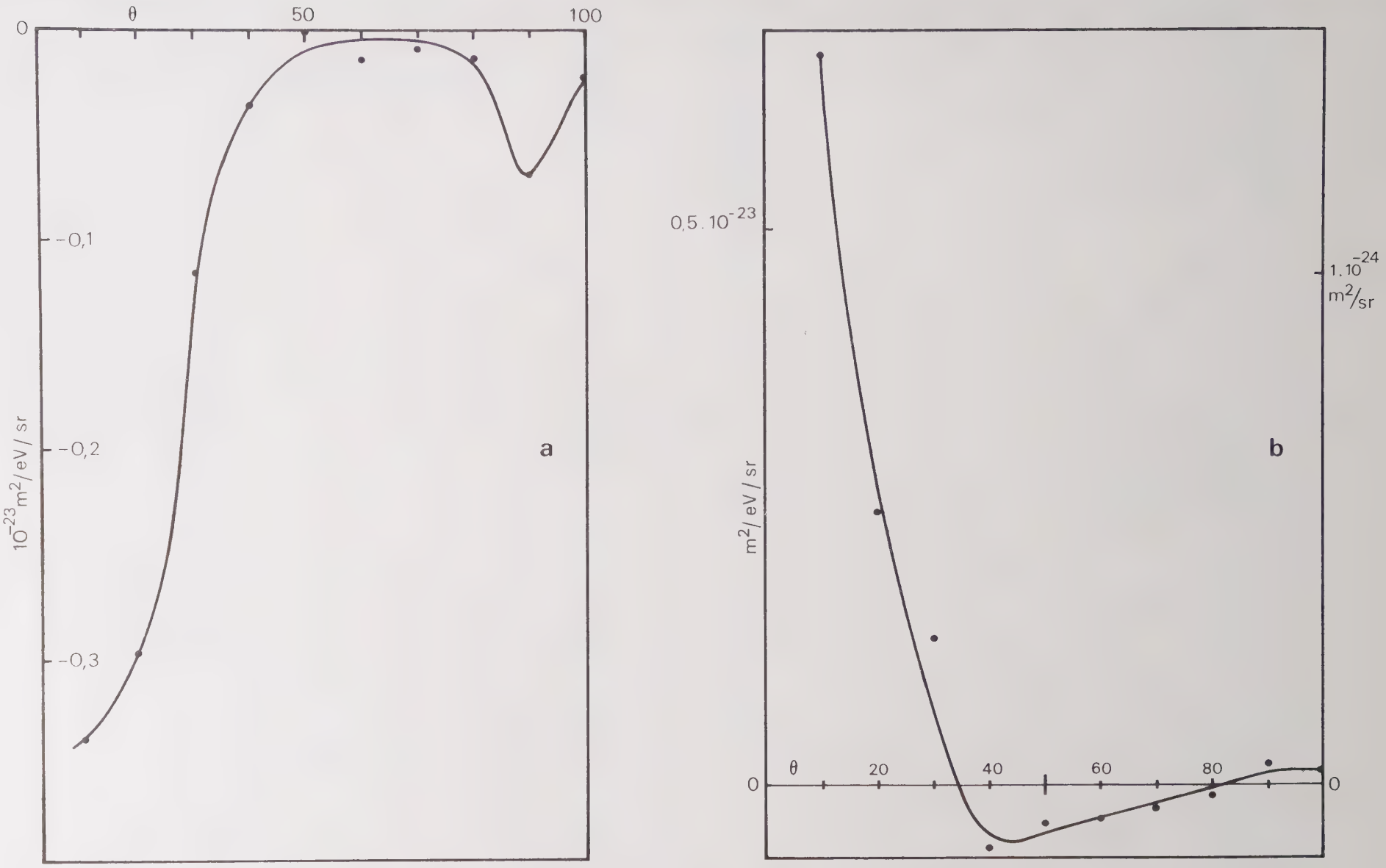


FIG .3.21 70 eV .$(2s^2)\,^1S$ - **Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.**

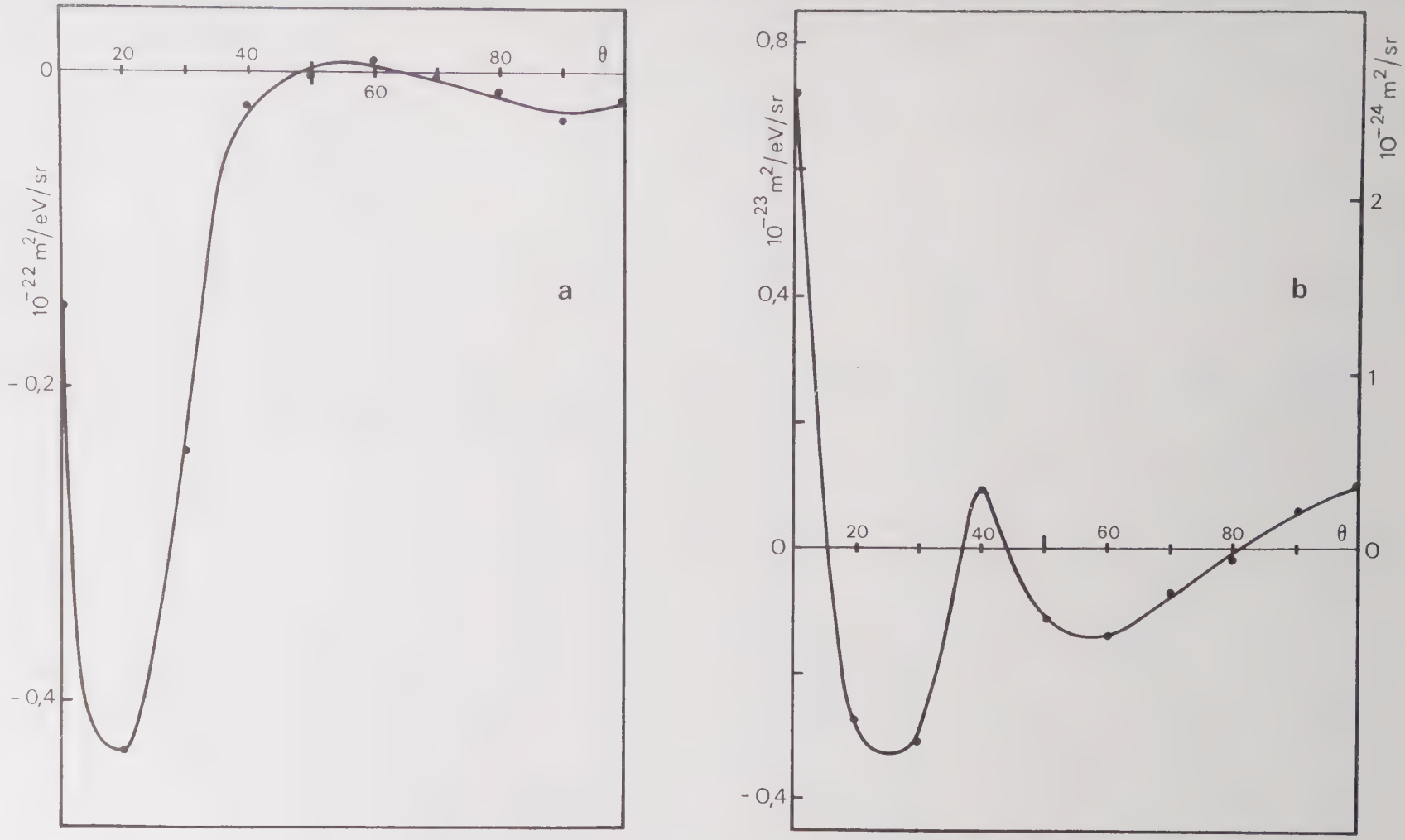


FIG . 3.22 . 80 eV . $(2s^2)\ ^1S$ - Sections efficaces différentielles absolues d'autoionisation .

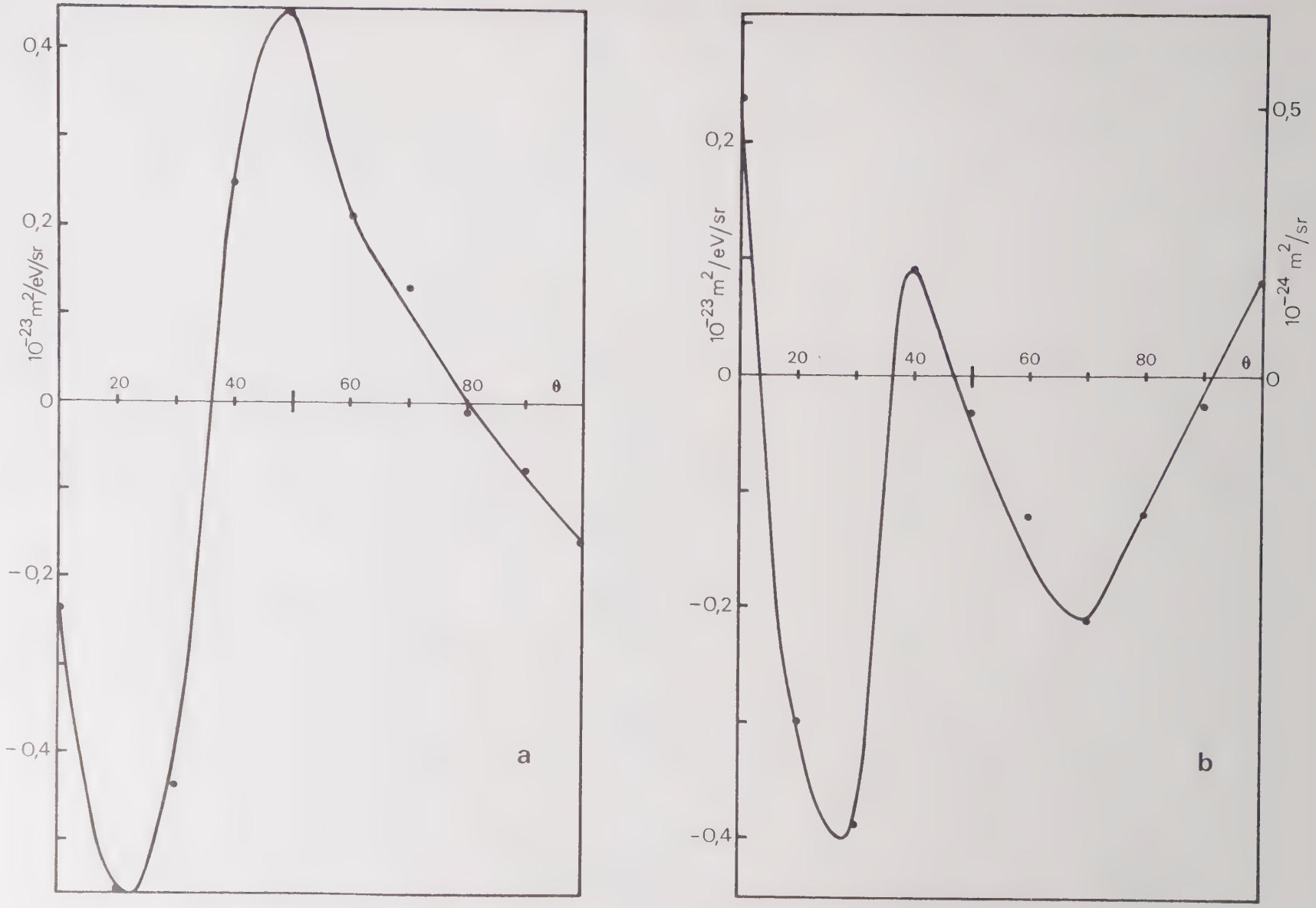


FIG. 3.23. 100 eV. $(2s^2)\,^1S$ - Sections efficaces differentielles absolues d'autoionisation.

3.1.2.2.5- Conclusion

Les calculs du groupe de BALASHOV (59 à 66) et les mesures par impact d'ions fournissent des ordres de grandeur identiques à ceux que nous avons observé ; le comportement angulaire par impact d'électrons est généralement différent de celui qui a été observé par impact d'ions. Ceci résulte probablement d'une interaction de l'électron éjecté avec la particule collisionnelle différente à basse énergie, selon que cette particule est un ion ou un électron.

Les calculs du groupe de BALASHOV, faits en général à énergie plus élevée, ne peuvent donner que des indications sur les ordres de grandeurs puisque leurs calculs montrent une grande sensibilité vis-à-vis de l'énergie.

3.2 - Etude de l'argon

3.2.0 - Introduction

L'autoionisation de l'argon a été étudié par différentes méthodes que nous avons passé en revue dans le premier chapitre :

- absorption de photons
- répartition angulaire de photo-électrons
- diffusion inélastique d'électrons
- détection des électrons éjectés après impact d'électrons
- impact d'électrons au seuil et détection des électrons collisionnels, des ions ou des photons de désexcitation.

Nous présentons ici des spectres d'énergie des électrons éjectés entre 40° et 100 °; l'énergie des électrons incidents est de 60 eV ou de 100 eV.

L'énergie des niveaux autoionisants observés correspond essentiellement au domaine d'excitation d'un électron interne :

$$3s^2\ 3p^6 \rightarrow 3s\ 3p^6\ n\ell$$

entre 24 eV et 29 eV.

Des spectres d'électrons diffusés ont été utilisés pour mieux définir la nature de quelques niveaux ; enfin un spectre d'excitation de 2 électrons externes a été obtenu par diffusion ; l'analyse en profil de FANO des spectres diffusés a été appliquée aux niveaux 3d, 4p et 3d 4p.

3.2.1 - Niveaux d'énergie des structures d'autoionisation

La *figure* (3.24) est un spectre d'électrons éjectés à 60° ; l'énergie des électrons incidents est de 100 eV.

Les structures numérotées 2, 4 et 5 sur la *figure* (3.24) ont des positions en bon accord avec les mesures optiques de MADDEN EDERER et CODLING (8) de SAMSON (10) et de LEVY (109) et également avec celles de McCONKEY et PRESTON (9) compte-tenu de l'incertitude annoncée par ces auteurs. Ces structures correspondent aux transitions :

$$3s\ 3p^6\ np \rightarrow 3s^2\ 3p^5 \qquad \text{avec } n = 4\ ,\ 5 \text{ et } 6.$$

La structure (1) à 25, 17 eV est en bon accord avec la mesure de QUEMENER (114) et assez nettement en désaccord avec celle de VEILLETTE et MARCHAND (25). Le spectre des électrons diffusés de la *figure* (3.25 A) permet de retrouver certaines des structures précédentes. La structure (1) de faible amplitude est le premier et seul terme de la série $3s\ 3p^6$ ns que l'on observe dans ces conditions. Les structures 3 , 6 et 7 situées respectivement à 27,52 eV , 28,35 eV et 28,70 eV sont les premiers termes de la série $3p\ 3p^6$ nd (^1D) avec n = 4,5 et 6 . Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles de BRION et OLSEN (12) ainsi qu'avec celles de YAMAMOTO et SUZUKI (110) et de McCONKEY et PRESTON (111). Les résultats sont rassemblés dans le *tableau* (3.2). Le désaccord avec les résultats de VEILLETTE et MARCHAND (25) réapparaît pour le niveau 3d : il est possible que la faible amplitude du signal observé par ces auteurs entraîne une plus grande incertitude sur la position des niveaux. Les résultats par impact d'atomes (112) sont en bon accord avec nos mesures ainsi que celles par impact de protons (113).

Dans le domaine de la double excitation nous observons sur la *figure* (3.25 A) deux pics relativement intense l'un à 31,0 eV et l'autre,de profil

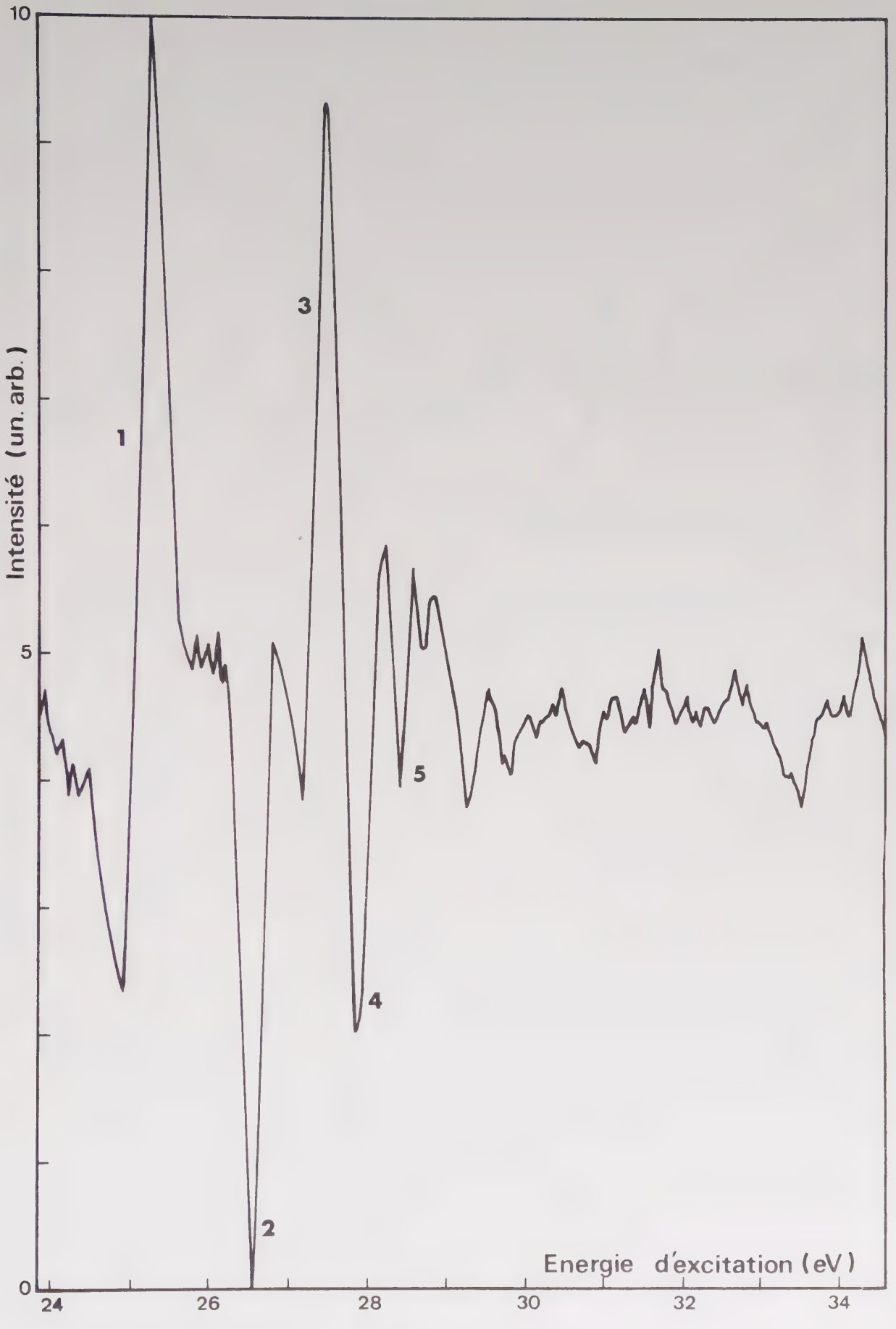
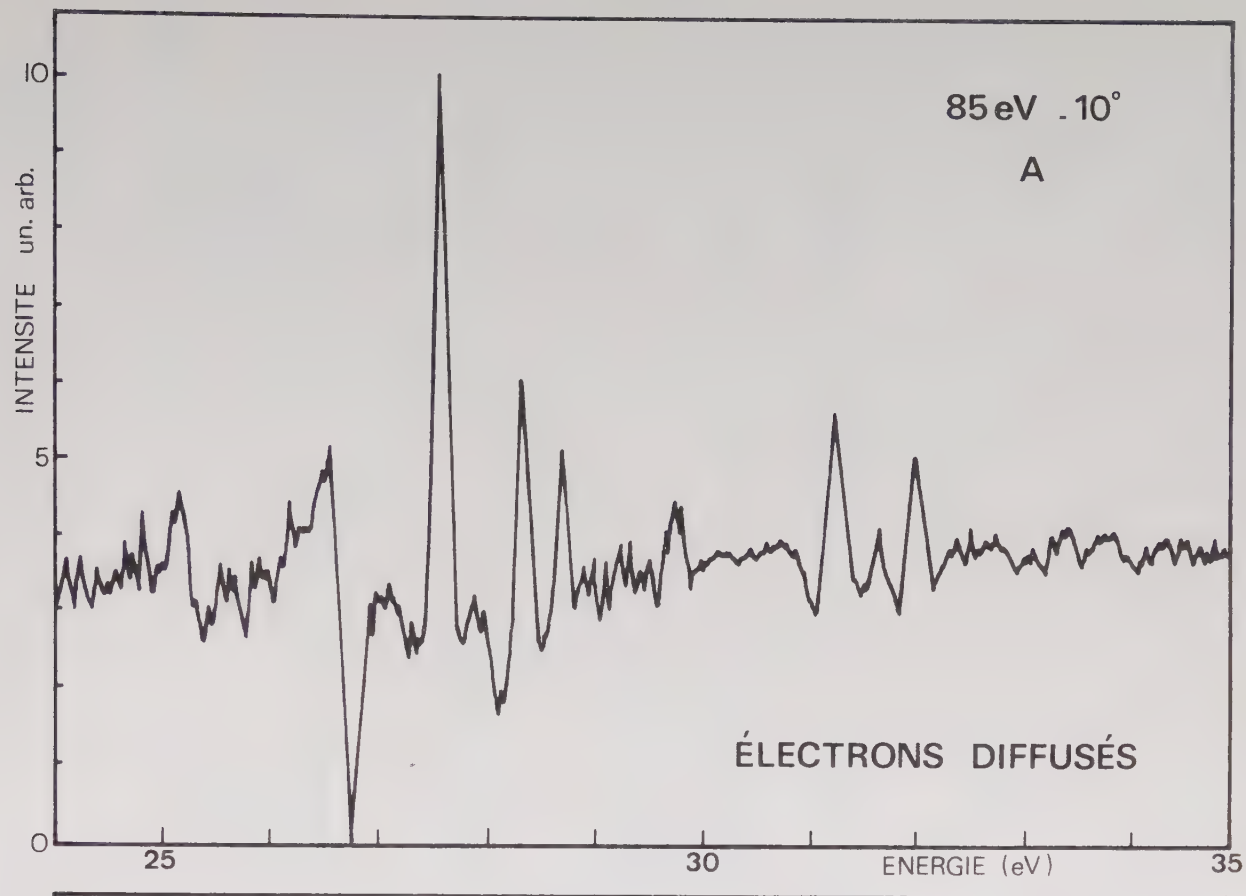


FIG.3.24 ARGON . 100 eV . 60°. ÉLECTRON ÉJECTÉ .



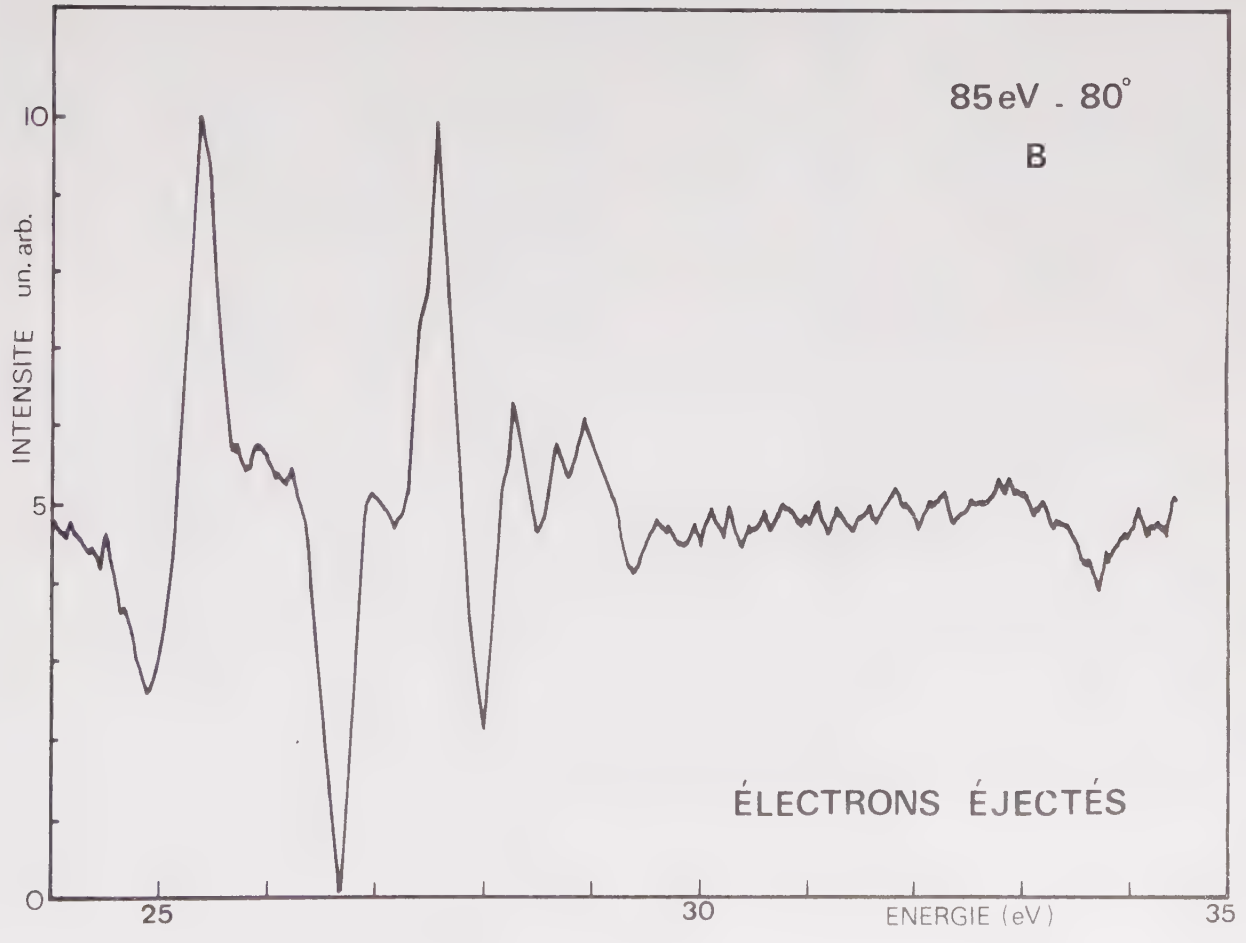


FIG. 3.25 ARGON

TABLEAU 3.2

Ar Niveau

Structure	Présent travail (eV) a	MADDEN EDERER CODLING	SAMSON	BRION OLSEN	QUEMENER	SIMPSON CHAMBERLAIN MIELCZAREK
1	25,17 4s(^{1}S)			25,22 4s ^{1}S	25,16 4s^{1}S	25,20 4s(^{1}S)
2	26,60 4p(^{1}P)	26,614 4p(^{1}P)	26,65 4p(^{1}P)		26,70 4p(^{1}P)	26,7 4p(^{1}P)
3	27,54 3d(^{1}D)			27,57 3d(^{1}D)		27,55
4	27,99 5p(^{1}P)	27,996 5p ^{1}P	28,0 4p ^{1}P			
5	28,51 6p(^{1}P)	28,509 6p(^{1}P)	28,50 4p ^{1}P			
6	28,35 4d (^{1}D)			28,30 4d(^{1}D)		
7	28,70 5d(^{1}D)			28,64 5d(^{1}D)		

a) L'incertitude sur les positions des niveaux, déterminée par l'écart moyen sur plusieurs spectres est de l'ordre de 0,04 eV.

TABLEAU 3.2 (suite)

Ar Niveau

Structure	Présent travail (eV) b	VEILLETTE MARCHAND	OGURTSOV	McCONKEY PRESTON	CERMAK
1	25,17 4s(^{1}S)	25,26 (^{1}S)	25,26		25,18
2	26,60 4p(^{1}P)	26,58 (^{1}P)	26,51	26,63	26,59
3	27,54 3d(^{1}D)	27,63 (^{1}D)	27,56	27,48	27,49
4	27,99 5p(^{1}P)		27,96	28,02	
5	28,51 6p(^{1}P)			28,50	
6	28,35 4d(^{1}D)		28,31	28,29	
7	28,70 5d(^{1}D)			28,70	

b) Incertitude 0,06 eV

comparable, à 31,8 eV : on peut associer ces pics aux états $^2P_{3/2}$ et $^2D_{5/2}$ du niveau 3d 4p déjà observés optiquement (8) et par impact d'électrons (114). Le pic intermédiaire vers 31,6 eV appartient probablement à l'un des autres états de ce niveau.

La *figure* (3.26) montre la rapide variation des profils observés avec l'énergie des électrons incidents : en particulier la structure 3s $3p^6$ 4s faible à 85 eV (*figure*(3.26 A) devient prépondérante à 40 eV (*figure*(3.26 B)); On remarque également que les structures associées aux niveaux 3s $3p^6$ nd sont au contraire nettement plus importantes à 85 eV qu'à 40 eV.

3.2.2 - Largeurs des niveaux d'autoionisation

Nous avons analysé en profil de FANO les niveaux 3d, 4p et 3d 4p sur les spectres d'électrons diffusés ; la *figure* (3.27) est un exemple de spectre obtenu ; les résultats sont rassemblés dans le *tableau* (3.3).

Le terme $\frac{1}{2}\pi\ (q^2-1)\ \Gamma$ exprime le supplément de probabilité de transition dû à l'état autoionisant par rapport au fond continu d'ionisation directe et doit être égal au résultat qu'on peut obtenir par planimétrie. On constate ici un accord satisfaisant.

TABLEAU 3.3

Largeur des niveaux

niveau	Γ(meV)	q	$\frac{1}{2}\pi\ (q^2-1)\Gamma$ (meV)	planimétrie (meV)
4s	260	-	-	-
4p	80±10	- 0,17	- 128	- 100
	a 80	- 0,22	-	-
	b 130			
3d	a 10±5	3,3	124	137
	b 64			
3d 4p	10±5	2,45	-	-

a) réf.(8) b) réf.(111)

La largeur du niveau 4s est une estimation obtenue à partir de quelques spectres d'électrons éjectés (60 eV ; 40° , 50° , 60° et 80°).

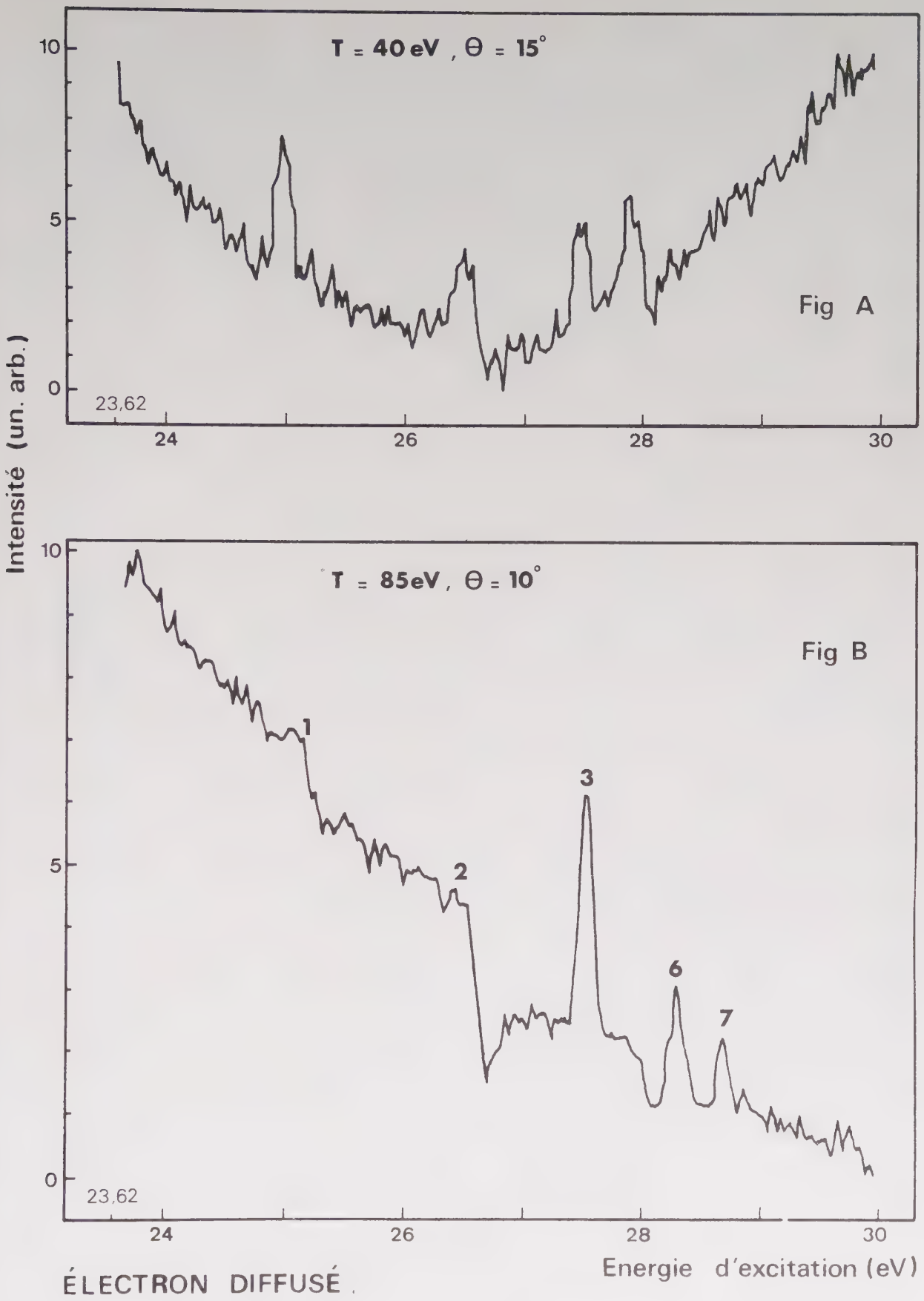


FIG. 3.26 . ARGON . EXCITATION D'UN ÉLECTRON INTERNE .

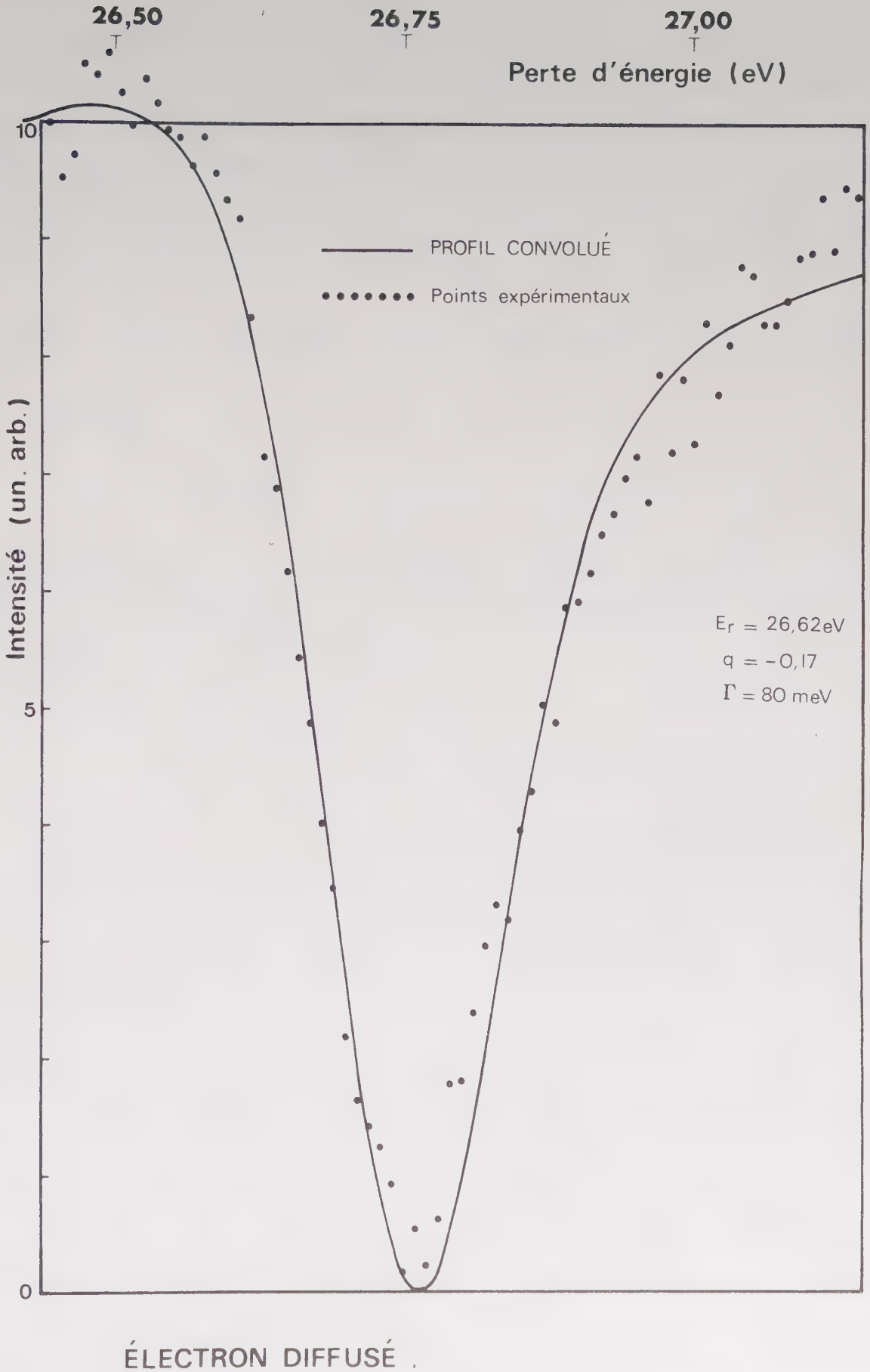


FIG. 3.27. ARGON Structure d'autoionisation à 26,6 eV.
$3s3p^6 4p\ (^1P)$.

Cette valeur élevée de la largeur du niveau 4s se retrouvera dans le cas du krypton (niveau 5s). Le net désaccord avec les largeurs obtenues par McCONKEY et PRESTON (111) résulte probablement d'une sous-estimation par ces auteurs de la fonction d'appareil: ils obtiennent à la fois pour les niveaux $(4p)^1P$ et $(3d)^1D$ une valeur de la largeur naturelle d'environ 50 meV plus élevée que les nôtres. Or MADDEN et CODLING (8) pour le niveau $(4p)^1P$ donnent une valeur en bon accord avec nos mesures.

3.2.3 - Variation du rapport a/b de sections efficaces d'autoionisation

En utilisant la relation :

$$\frac{a}{b} = \frac{2\sqrt{hd}}{h-d}$$

sur une série de spectres d'électrons éjectés analogues à celui de la *figure* (3.24) nous avons déterminé la valeur de ce paramètre entre 40° et 100° à 60 eV et 100 eV pour les transitions :

$$3s\ 3p^6\ 4p(^1P) \rightarrow 3s^2\ 3p^5\ (^2P_{3/2}) + e^-$$

$$3s\ 3p^6\ 4s(^1S) \rightarrow 3s^2\ 3p^5\ (^2P_{3/2}) + e^-$$

Les valeurs obtenues sont indiquées dans le *tableau* (3.4) et reportées sur les *figures* (3.28 et 3.29).

TABLEAU 3.4

4s	θ	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60eV	a/b	7,0	3,8	2,2	2,1	2,5	8,5	≈40
100eV	a/b	2,4	2,8	2,3	2,8	2,0	2,7	8,5
4p	θ	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60eV	a/b	-1/2	-1,(	-1,05	-1,1	-0,8	-1,5	-2,1
100 eV	a/b	-0,90	-0,60	+0,60	+0,80	+1,00	±1,60	+3,1

Les valeurs élevées de a/b à 90° et 100° pour le niveau 4s à 60 eV résultent de la faible valeur de b : la hauteur h et la profondeur d de la structure deviennent pratiquement égales, ce qui se traduit par un comportement asymptotique de la courbe ; les valeurs obtenues à 90° et 100° constituent seulement

un ordre de grandeur. Pour ce même niveau on peut également remarquer que les courbes à 60 eV et à 100 eV sont analogues.

Par contre pour le niveau 4p les courbes à ces énergies sont d'allures différentes ; les valeurs de $\frac{a}{b}$ varient plus lentement et sont plus faibles ; ceci résulte d'une faible variation de l'aspect de ce niveau d'un angle à l'autre et est en accord avec l'examen visuel des spectres de YAMAMOTO et SUZUKI (110) . Il n'existe pas à notre connaissance de mesures expérimentales ni de calculs théoriques auxquels nous puissions comparer ces résultats.

3.3 - Etude du krypton

3.3.0 - Introduction

Le krypton a été étudié par les mêmes méthodes que l'argon (cf. § 3.2.0)

Notre étude du spectre des électrons éjectés a été faite dans un domaine angulaire s'étendant de 40° à 100° pour des énergies des électrons incidents de 60 eV, 100 eV et 200 eV.

3.3.1 - Niveau d'énergie du krypton

L'énergie des électrons éjectés varie de 8 eV à 14 eV, ce qui, compte-tenu du potentiel d'ionisation, correspond au domaine d'excitation d'un électron interne $4s^2$ (limite à 27,5 eV) :

$$4s^2\ 4p^6 \rightarrow 4s\ 4p^6\ ns \quad , \quad n\,p \text{ ou } n\,d \rightarrow 4s^2\ 4p^5 + e^-$$

Le spectre des électrons éjectés à 80°, 60 eV *figure* (3.30) donne une vue générale du domaine d'excitation d'un électron interne.

Les positions des structures numérotées 1 à 12 sont reportées dans le *tableau* (3.5).

Nous interprétons les structures 1 , 2 et 3 , 4 en admettant que l'atome excité sur le niveau $4s\ 4p^6\ 5s$ dans les états $J=0$ ou $J=1$, se désexcite en émettant un électron , l'ion formé étant soit dans l'état $4s^2\ 4p^5(^2P_{3/2})$ soit dans l'état $4s^2\ 4p^5(^2P_{1/2})$. L'écart entre les structures 1 et 3 (0,65 eV) ou 2 et 4 0,63 eV) est proche de l'écart entre les 2 états de l'ion (0,66 eV) et d'autre

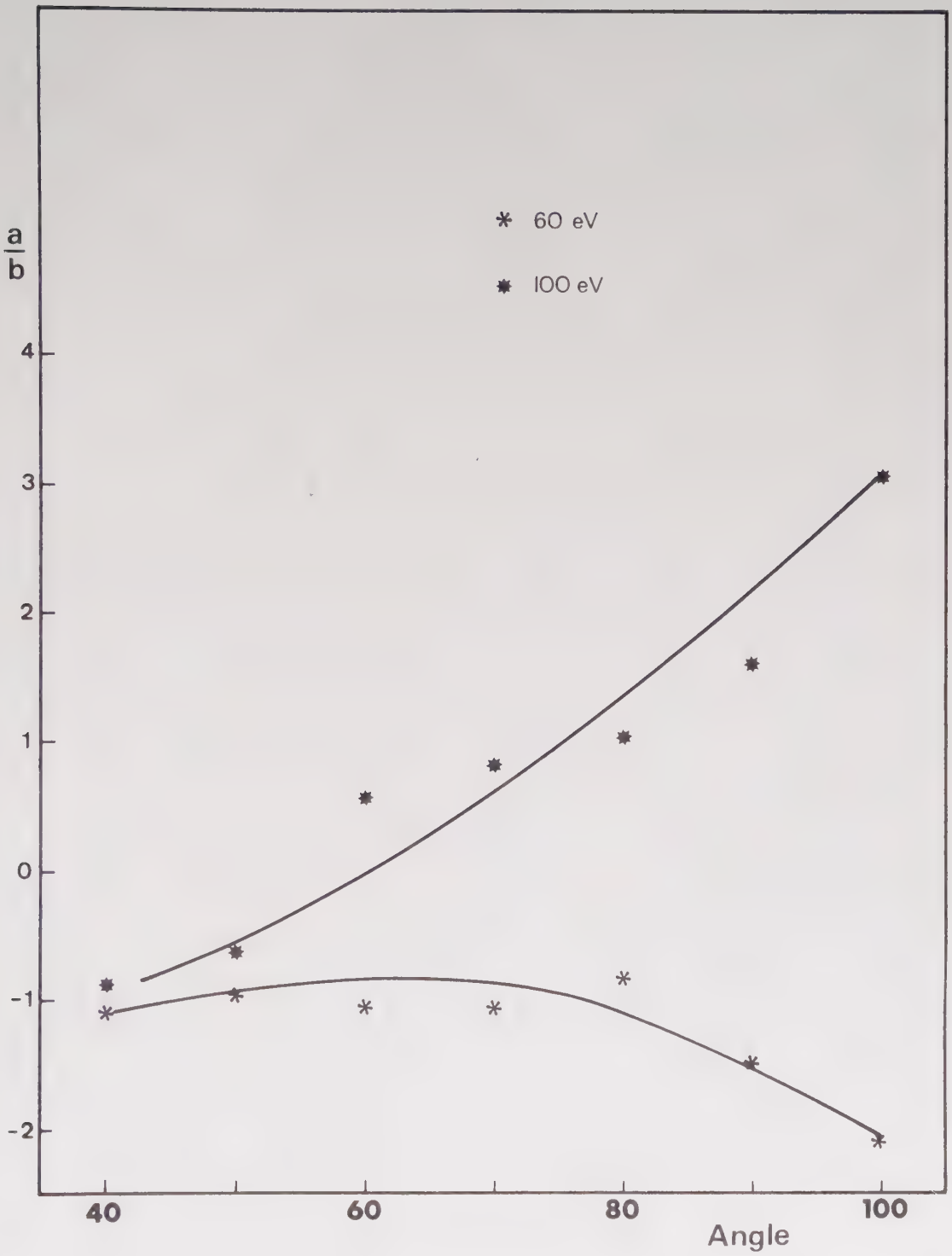


FIG. 3.28 ARGON . Electron éjecté . $3s3p^64p \longrightarrow 3s^23p^5(^2P_{3/2})$

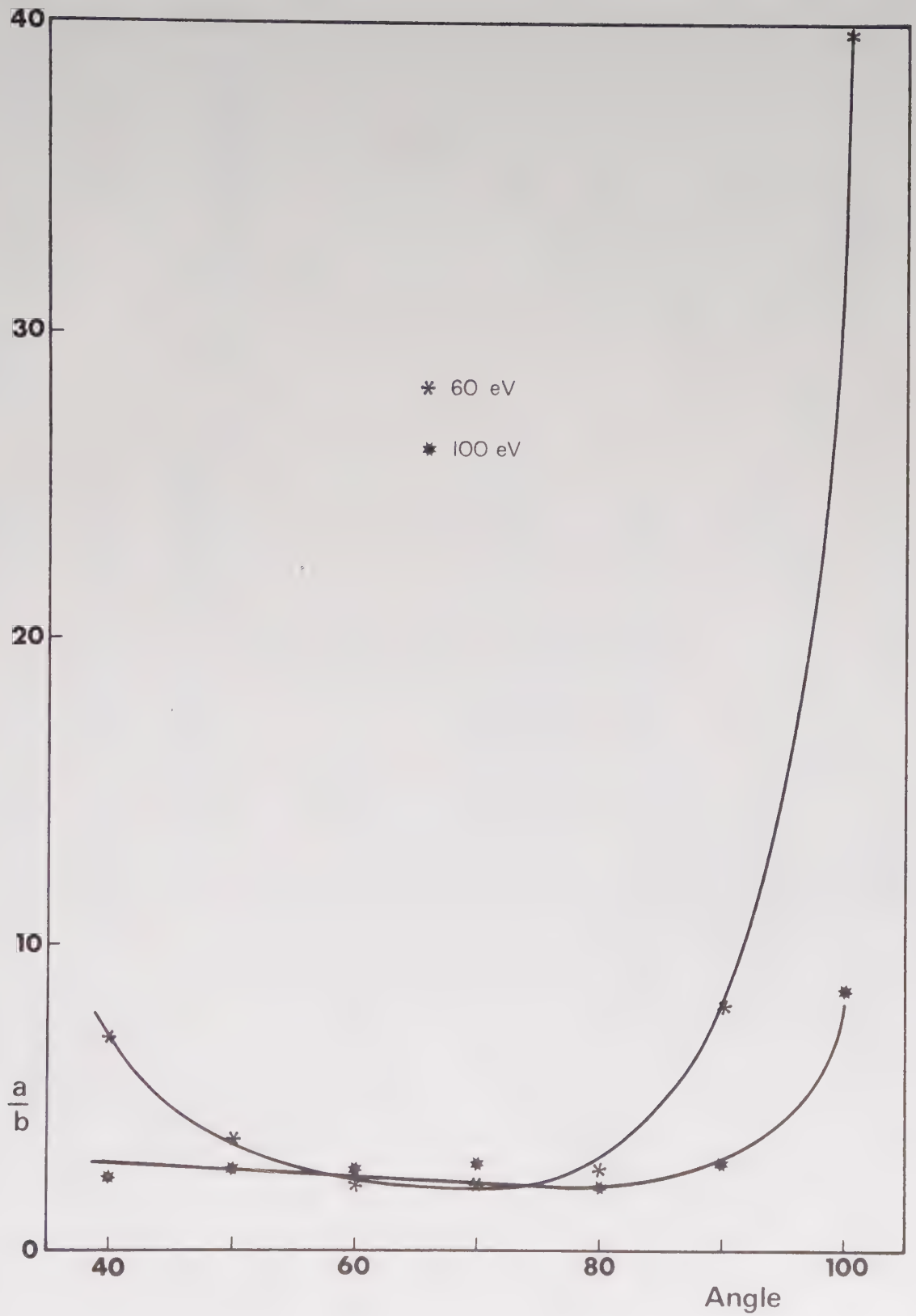


FIG. 3.29. ARGON. Electron éjecté. $3s\,3p^6 4s \rightarrow 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})$.

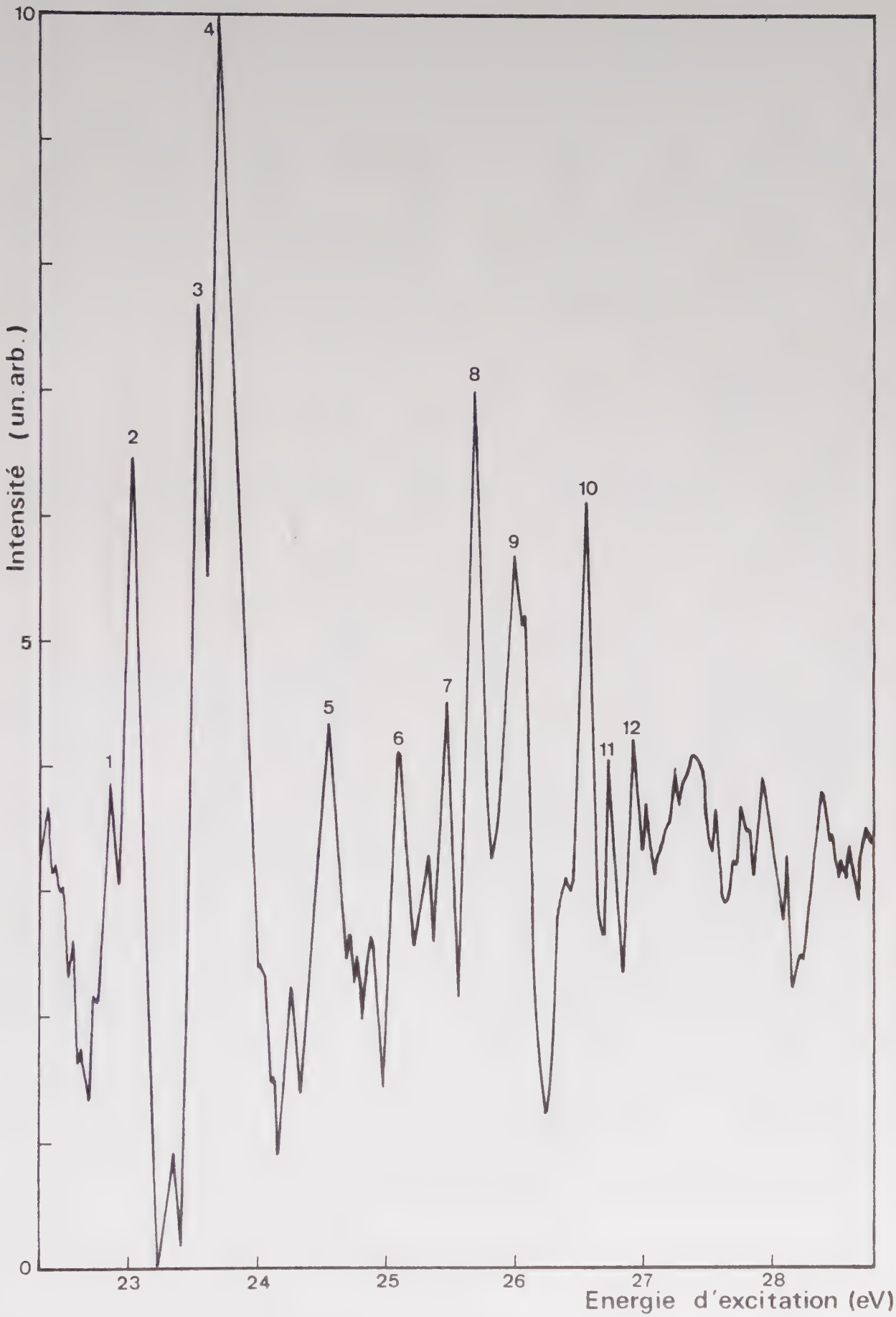


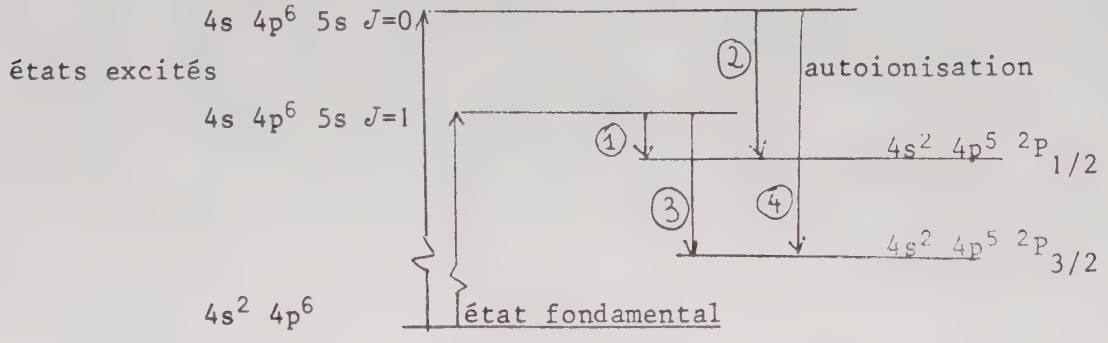
FIG . 3.30 KRYPTON . 60 eV . 80°.

TABLEAU 3.5

Krypton: énergie et attribution des structures

Structure	Présent travail eV	MADDEN EDERER CODLING	SAMSON	BRION et OLSEN	SANCHE et SCHULZ	J.J.QUEMENER	CERMAK
1	22,79 5s(J=1)état ion $^2P_{1/2}$						22,86 5s
2	22,93 5s(J=0)état ion $^2P_{1/2}$						
3	23,44 5s(J=1)état ion $^2P_{3/2}$					23,42 5s(J=1)	
4	23,60 5s(J=0)état ion $^2P_{3/2}$			23,73 5s	23,50 à23,53	23,72 5s(J=0)	
5	24,40 5p(J=0)état ion $^2P_{1/2}$						
6	25,00 5p(J=0)état ion $^2P_{3/2}$	24,99 6p(J=0)	24,99 6p(J=0)	24,99 6p(J=0)		24,80 5p	25,03 5p
7	25,41 4d(J=1)				25,29		
8	25,62 4d(J=0)			25,73 4d(J=0)	25,67		
9	25,89 6s(J=0)			25,83		25,83 6s	25,70 6s
10	26,40 5d	26,35 7p(J=0)	26,35 (J=0)	26,52 5d			
11	26,62 7s			26,59 7s		26,59 7s	
12	26,86 6d			26,89 7d			

part l'écart entre les structures 1 et 2 (0,14 eV) ou 3 et 4 (0,16 eV) est de l'ordre de grandeur de l'écart observé par J.J. QUEMENER (0,30 eV (114) ; cette interprétation est schématisée ci-dessous:



La structure (5) (24, 40 eV) ne correspond à aucune valeur possible ni d'un niveau s ni d'un niveau d si l'on tient compte du tableau des positions utilisé par BRION et OLSEN (12) .

TABLEAU 3.6

n	4s → ns eV	4s → nd eV
4	-	25,73
5	23,73	26,52
6	25,83	26,89
7	26,59	27,07
8	26,93	27,20

Nous attribuons cette structure à un niveau 5p avec formation d'un ion dans l'état $4s^2\ 4p^5(^2P_{1/2})$: l'écart de 0,60 eV avec la structure (6) confirmant que cette dernière structure correspond au niveau 5p, l'ion Kr^- se formant ici dans l'état $4s^2\ 4p^5(^2P_{3/2})$. L'accord est excellent avec les mesures optiques (9).

Les structures (7) et (8) (écart de 0,21 eV) correspondent convenablement au niveau 4s $4p^6$ 4d dans les états J=1 (structure 7) et J=0 (structure 8), la position de cette dernière est compatible avec les mesures de BRION et OLSEN (12) et de SANCHE et SCHULZ (13). Les structures (10)et(12) appartiennent à la même série 5d à 26,40 eV et 6d à 26,86 eV. La structure (10) pourrait être attribuée à un état 6p(J=0) mais les amplitudes observées indiquent

que les structures (8), (10) et (12) appartiennent à une même série.

Enfin, les structures (9) et (11) appartiennent à la série ns : 6s à 25,89 eV et 7s à 26,62 eV ; l'accord est bon avec les mesures de BRION et OLSEN (112) d'une part et QUEMENER (114) d'autre part.

Le spectre de la *figure* (3.31) obtenu par des électrons incidents d'énergie 2,5 eV au-dessus du seuil de chaque état confirme l'analyse précédente. Ce spectre a été obtenu en utilisant la technique de balayage de l'énergie incidente indiquée à la fin du chapitre 2.

3.3.2 - Largeur naturelle de quelques niveaux

Les mesures optiques de MADDEN EDERER et CODLING (9) donnent la valeur de la largeur du niveau $4s\,4p^6\,5p$ (J=0) :

$$\Gamma_{6p} = 23 \text{ meV}$$

En utilisant la relation

$$\Gamma_{\text{apparent}} = 2\ \Delta E \frac{\sqrt{4d}}{h+d}$$

où ΔE est l'écart en énergie entre le minimum et le maximum des structures, nous pouvons déterminer la largeur apparente des structures ; dans cette largeur est incluse la fonction d'appareil de l'analyseur qui élargit les structures.

Pour le niveau $6s\,4p^6\,5p$ (J=0) nous obtenons

$$\Gamma_{\text{apparent}} = 73 \text{ meV}$$

ce qui donne par soustraction avec la valeur effective de 23 meV une largeur d'appareil de l'ordre de 50 meV : cette soustraction n'est pas tout à fait correcte mais fournit une valeur en bon accord avec celle que donne le point de fonctionnement de l'analyseur.

En opérant de cette manière nous obtenons les résultats du *tableau* (3.7) qui fixe l'ordre de grandeur de la largeur des niveaux.

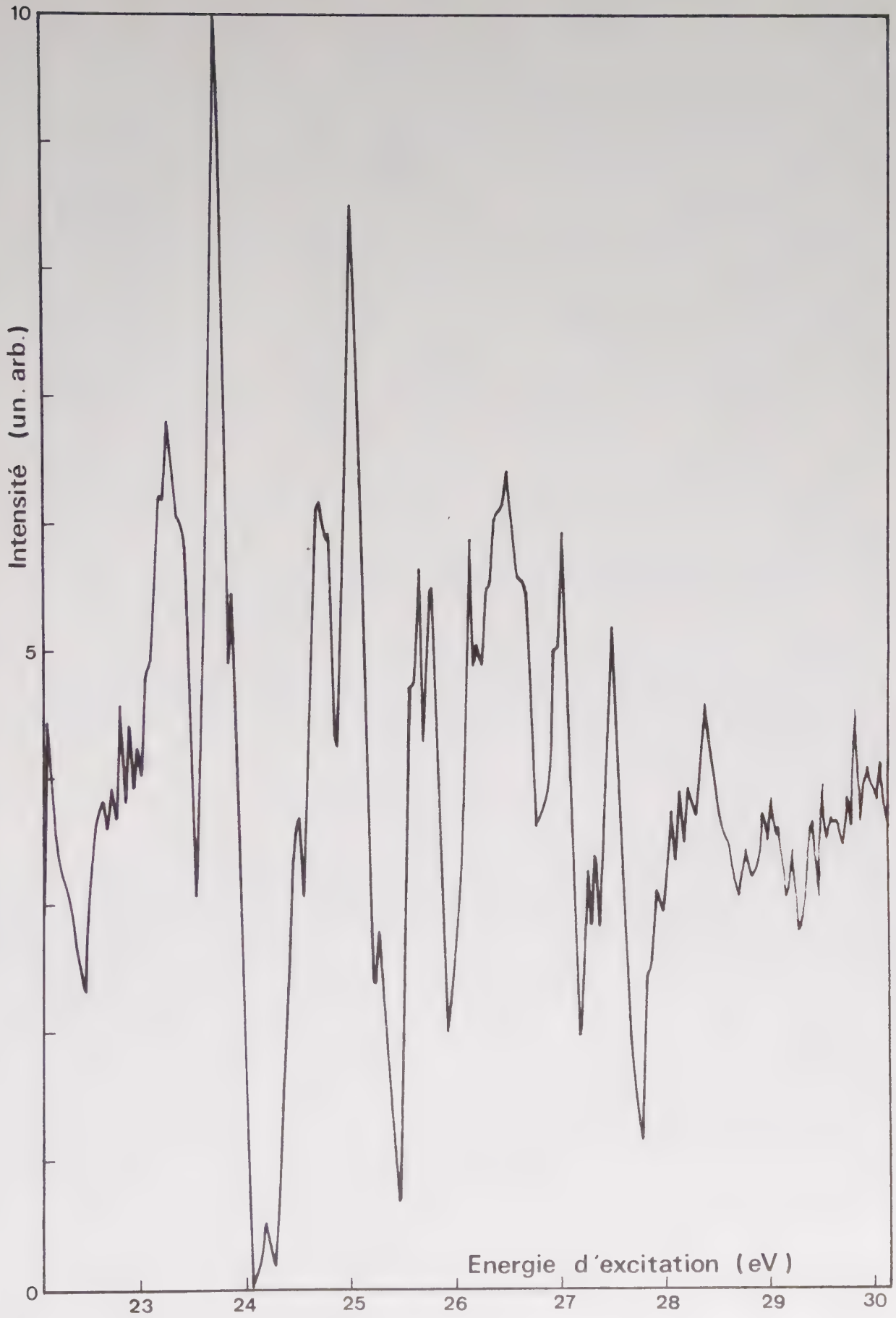


FIG. 3.31 . KRYPTON . 100°. 2,5 eV AU DESSUS DU SEUIL .

TABLEAU 3.7

niveau	apparent	effectif
4s $4p^6$ 5s (22,93 eV)	185 meV	135 meV
4s $4p^6$ 6s (25,89 eV)	224 meV	175 meV
4s $4p^6$ 5p (J=0) (25,00 eV)	73 meV	23 meV
4s $4p^6$ 4d (J=0) (25,73 eV)	135 meV	85 meV

3.3.3 - *Variation angulaire du rapport a/b des sections efficaces d'autoionisation*

Le comportement angulaire des structures correspondant aux niveaux 4s $4p^6$ 5p , 4s $4p^6$ 6s , 4s $4p^6$ 4d a été obtenu en utilisant la relation

$$\frac{a}{b} = \pm \frac{2\sqrt{hd}}{h-d}$$

Nous avons déterminé les variations angulaires de ce rapport entre 40° et 100°, pour une énergie des électrons incidents de 60 eV, 100 eV, et 200 eV. Les *tableaux* (3.8) , (3.9) et (3.10) donnant les valeurs de h, d et $\frac{a}{b}$ sauf pour le niveau 4s $4p^6$ 6s pour lequel nous avons préféré déterminer $\frac{b}{a}$ pour des raisons de commodité graphique.

Pour la transition 4s $4p^6$ 5p → $4s^2$ $4p^5$ $^2P_{3/2}$, on peut noter sur la *figure* (3.32) que les valeurs à 100 eV et 200 eV sont proches, de faible amplitude ; les comportements à ces deux énergies sont ainsi analogues. Par contre à 60 eV le comportement est très différent et présente de grandes variations. A 200 eV, l'énergie des électrons est de 8 fois le seuil, c'est-à-dire à un niveau pour lequel on admet généralement que l'approximation de BORN convient ; du fait de l'analogie observée dans le comportement à 100 eV, à cette dernière énergie la même approximation pourrait également convenir. La valeur observée à 50°, 100 eV est probablement un point aberrant.

TABLEAU 3.8

$4s\ 4p^6\ 5p\ (J=0) \rightarrow 4s^2\ 4p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-$

	θ	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60eV	h	43	35	7,5	8	16	22	30
	d	55,3	58	54	46	45	44	32
	$\frac{a}{b}$	-7,8	-3,9	-0,85	-1,0	-1,85	-2,8	-31
100eV	h	27	34	30	35	35	35	32,5
	d	89	74	77	89	86	81	78
	$\frac{a}{b}$	-1,6	-2,5	-1,8	-2,1	-2,2	-2,3	-2,1
200eV	h	49	57	57	56	45	36	15
	d	108	119	121	115	119	100	94
	$\frac{a}{b}$	-2,5	-2,7	-2,6	-2,7	-2,1	-1,9	-0,95

TABLEAU 3.9

$4s\ 4p^6\ 4d \rightarrow 4s^2\ 4p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-$

	θ	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60eV	h	95	82	71	79,5	84	110	148
	d	64	50,5	53,2	44	29	74	51,2
	$\frac{a}{b}$	+5,0	+4,1	+6,9	+3,3	+1,8	+ 5,0	+1,8
100eV	h	71,5	55,5	84	96,4	118	97,2	131,6
	d	95,5	98	104	99	114,5	83,4	87,12
	$\frac{a}{b}$	-6,9	-5,1	-9,5	-75	+68,5	+12,8	+4,80
200eV	h	99	107	107,5	114	98	129	135
	d	112	113	110,5	104,5	79	79,5	51,5
	$\frac{a}{b}$	-16	-37	-73	+23	+9,3	+4,1	+2,0

TABLEAU 3.10

$4s\ 4p^6\ 6s\ (J=0) \rightarrow 4s^2\ 4p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-$

	θ	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60eV	h	55	72	91	77	53	74	65
	d	77	78	63,5	65	50	70	66
	$\frac{b}{a}$	+0,17	+0,04	-0,18	-0,08	-0,03	-0,03	-0,01
100eV	h	45	50	70	75	70	69	43
	d	64	70	69	62	57	65	92
	$\frac{b}{a}$	+0,18	+0,17	-0,01	-0,09	-0,010	-0,03	+0,39
200eV	h	64	67	73	74	57	52,5	26
	d	63	66	73	73,5	73	71	80
	$\frac{b}{a}$	-0,01	-0,01	0	0	+0,12	+0,16	+0,59

Ces résultats sont reportés sur les *figures*(3.32) , (3.33) et (3.34) respectivement.

Les grandes valeurs de $\frac{a}{b}$ obtenues à 60 eV résultent du fait que b est petit, c'est-à-dire du fait que la hauteur et la profondeur de la courbe sont sensiblement identiques, la valeur -31, n'a pas de signification très précise : elle indique simplement que b est petit et nettement inférieur à a.

Pour la transition $4s\ 4p^6\ 4d \rightarrow 4s^2\ 4p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-$ (*figure* (3.33) le comportement général est nettement différent de celui que nous venons de voir sur la transition précédente : les variations du rapport a/b sont rapides et de grande amplitude.

Les 2 courbes à 100 eV et 200 eV ont chacune une asymptote verticale qui indique simplement le passage de b par la valeur nulle. Cette asymptote se décale d'environ 10° d'une énergie à l'autre.

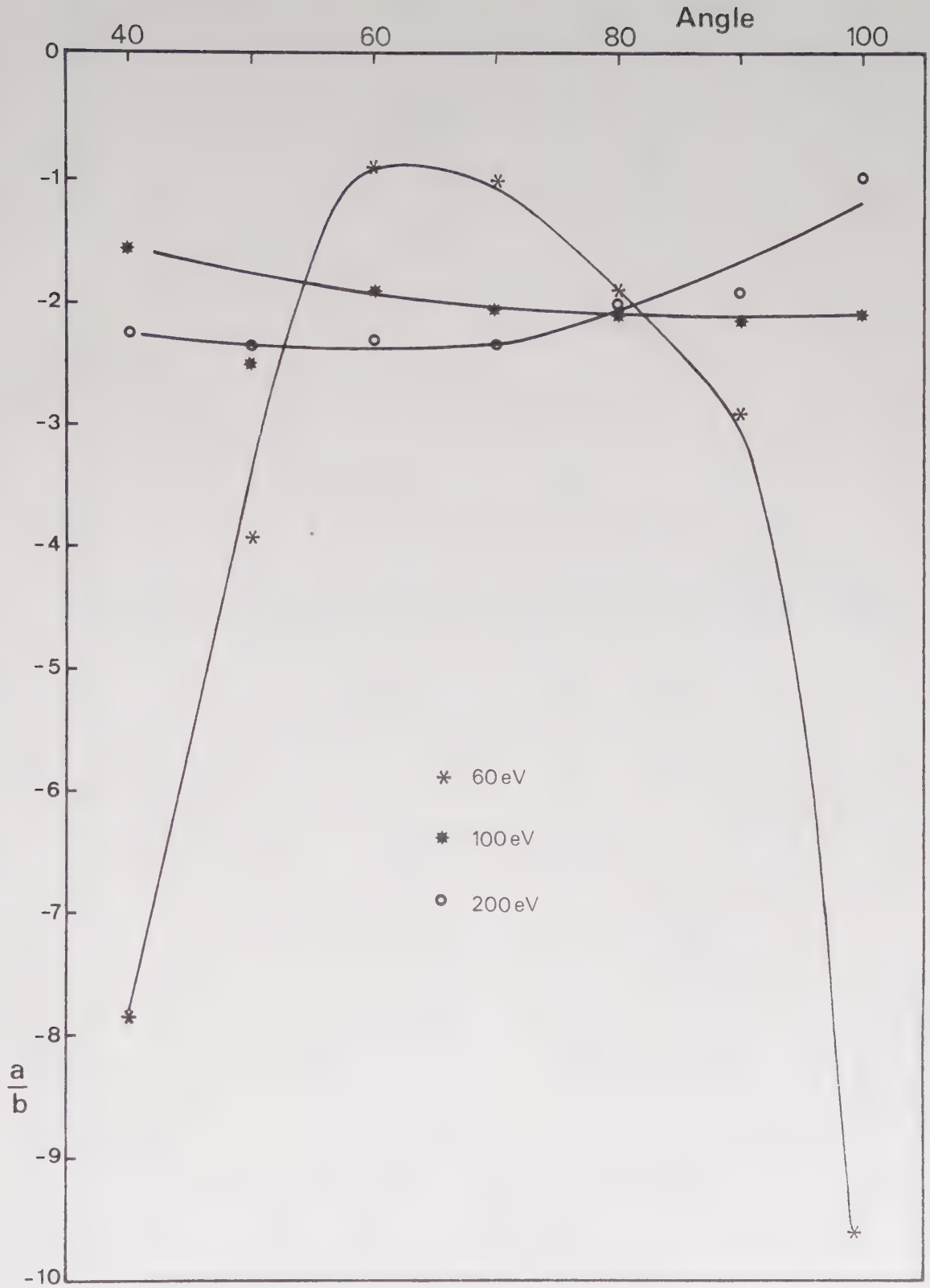


FIG.3.32 KRYPTON . $4s\,4p^6\,5p \longrightarrow 4s^2\,4p^5\,(^2P_{3/2})$.

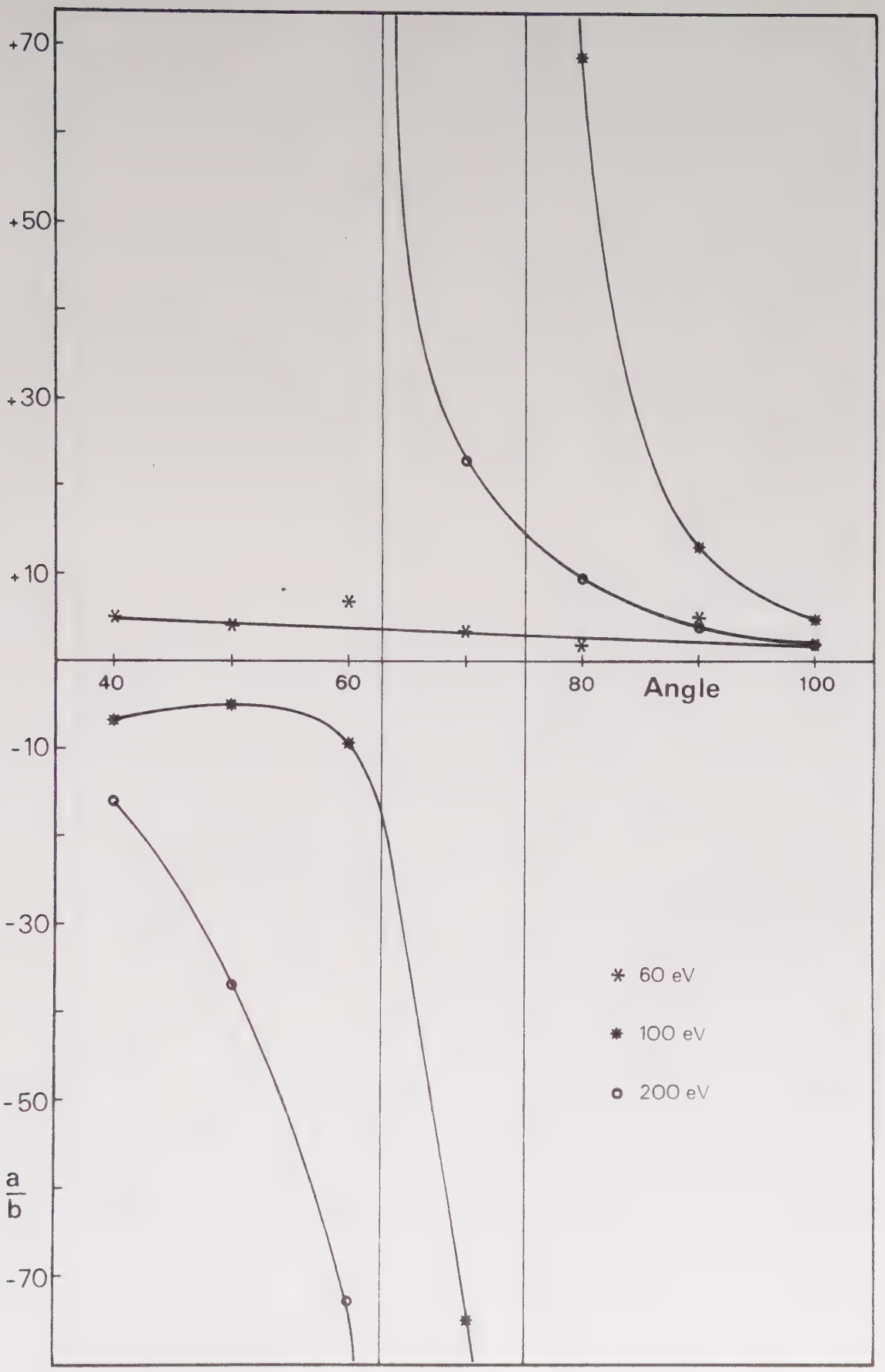


FIG.3.33 KRYPTON . $4s\,4p^6\,4d \rightarrow 4s^2\,4p^5\,(^2P_{3/2})$.

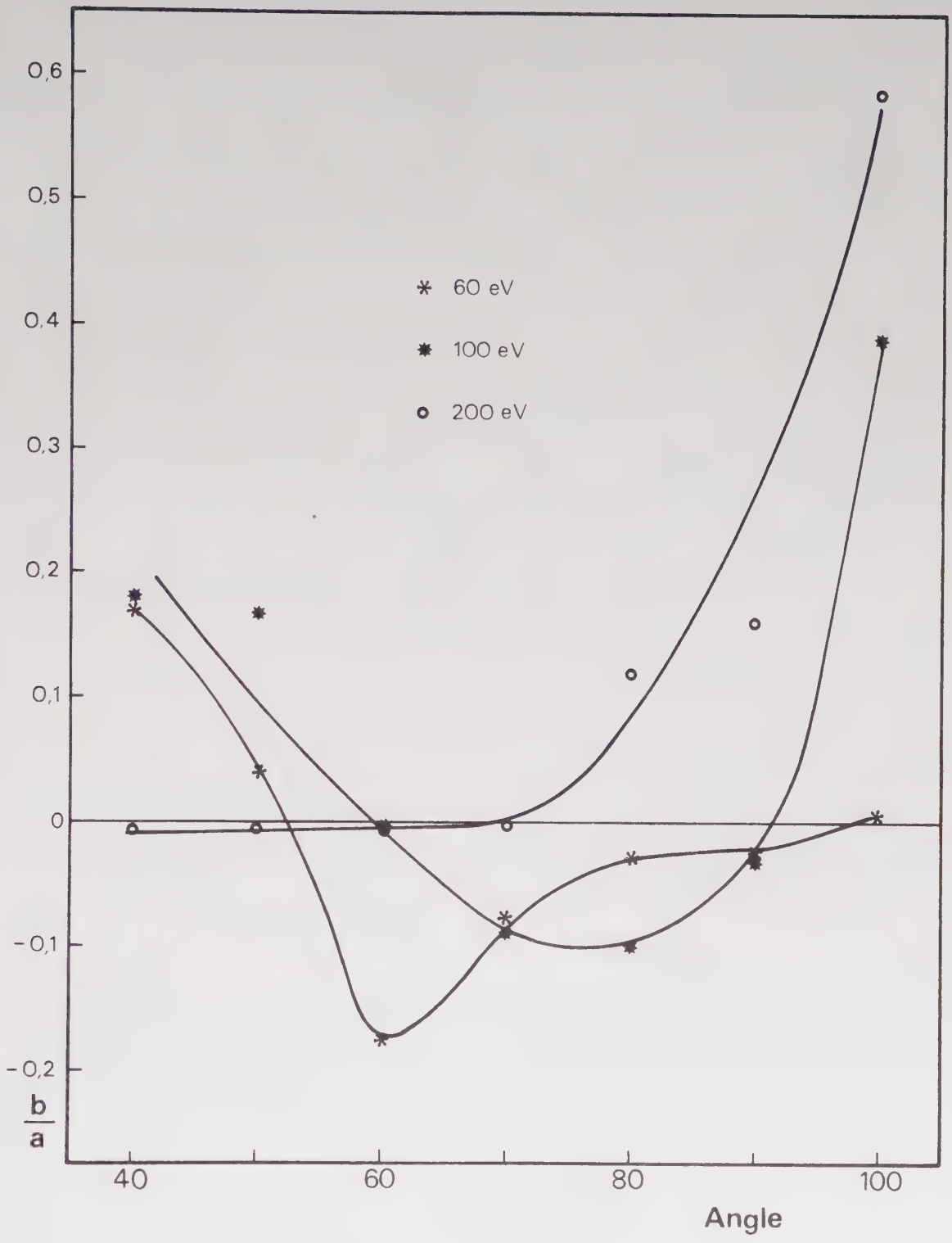


FIG .3.34 . KRYPTON . $4s4p^6 6s \longrightarrow 4s^2 4p^5 ({}^2P_{3/2})$.

La courbe à 60 eV est caractérisée par une faible amplitude et une faible variation en fonction de l'angle.

Pour la transition $4s\ 4p^6\ 6s \rightarrow 4s^2\ 4p^5 + e^-$ nous avons préféré tracer la courbe b/a en fonction de l'angle, plutôt que la courbe a/b comme précédemment, parce que b est souvent proche de zéro (*figure* (3.34)). On peut noter que les courbes à 100 eV et 200 eV sont semblables et que la courbe à 60 eV est nettement différente.

D'une manière générale, pour chacune des transitions $4s\ 4p^6\ 5p$, $4d$ où $6s \rightarrow 4s^2\ 4p^5 + e^-$ nous constatons que entre 100 eV et 200 eV, l'allure des courbes du rapport a/b (ou b/a) de sections efficaces ne varie guère et que par contre à 60 eV l'allure en est assez nettement différente. De plus nous observons que selon la nature du niveau autoionisant (5p, 4d ou 6s) mis en jeu le comportement angulaire du rapport de sections efficaces varie beaucoup.

3.4 - Etude du Xénon

3.4.0 - Introduction

En général, les auteurs qui ont étudié expérimentalement le krypton ont aussi étudié le xénon.

Nous avons étudié le spectre des électrons diffusés et éjectés du xénon dans un domaine d'énergie qui correspond essentiellement à l'excitation d'un électron interne :

$$5s^2\ 5p^6 \rightarrow 5s\ 5p^6\ n\ell$$

Nous étudions d'abord la nature et la position des structures observées et ensuite la variation angulaire des sections efficaces d'autoionisation de 2 résonances des spectres d'électrons éjectés.

3.4.1 - Niveau d'énergie du Xénon dans un domaine d'énergie d'excitation compris entre 19 eV et 23 eV

Sur le spectre d'énergie des *électrons diffusés* de la *figure* (3.35) nous avons déterminé la position en énergie de 8 structures ; les résultats sont rassemblés dans le *tableau* (3.11) ci-dessous et comparés à ceux des autres auteurs.

La structure (3) la plus intense, située vers 20,9 eV peut être attribuée au niveau 5s $5p^6$ 6p (J=0) d'excitation à 20,95 eV d'un électron interne $5s^2$ observée *optiquement* par SAMSON (110) et par MADDEN, CODLING et EDERER (9). Cette structure, qui nous sert de référence interne d'énergie, est le début d'une série 5s $5p^6$ np avec n = 6 , 7 , 8 , 9 (structures (3) , (6) , (7) , (8)); les positions en énergie sont en bon accord avec les mesures optiques. CERMAK et al. (112) observent le niveau 6p (^1P) à 20,93 eV.

La structure (7) à 22,70 eV pourrait énergétiquement appartenir à l'état 7d d'après le *tableau* (3.12) ci-dessous utilisé par BRION et OLSEN (12). Mais le niveau 6d (22, 30 eV) plus probable *a priori* n'apparaît pas.

TABLEAU 3.12

n	5s → ns eV	5s → nd eV
5	-	21,30
6	20,08 a)	22,30
7	21,80	22,70
8	22,52	22,95
9	22,85	23,07
10	23,01	23,16
11	23,11	23,21
12	23,18	23,24

a) calculé par BERGMARK et al. (1969).

Les structures (1) et (2),qui n'apparaissent pas optiquement sont dues à des transitions interdites ; nous les attribuons au niveau 6s :

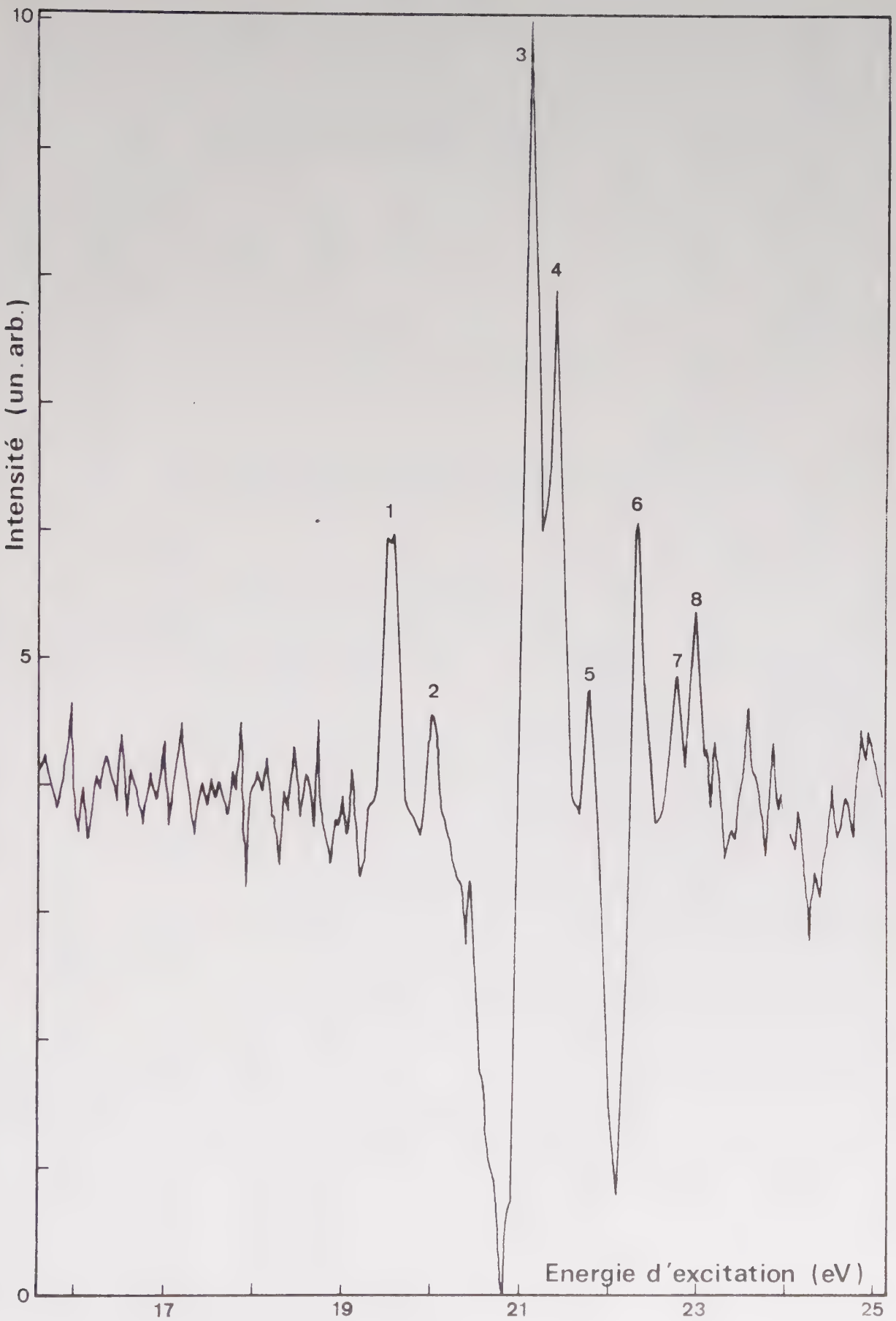


FIG. 3.35 XENON - 100 eV - 6° Diffusé.

TABLEAU 3.11

Xénon : position et attribution des niveaux autoionisants

Electrons numéro de structure	diffusés (a) Energie	Electrons numéro de structure	éjectés (b) Energie	Attribution	MADDEN CODLING et EDERER	SAMSON	BRION et OLSEN	SANCHE et SCHULZ	QUEMENER
1	19,40	2	18,12 $^2P_{1/2}$ (c) 19,39 $^2P_{3/2}$	6s (J=1)					
2	19,87	ξ^1_3	18,58 $^2P_{1/2}$ 19,90 $^2P_{3/2}$	6s (J=0)			19,80 6s(J=1)	de 19,78 à 19,88	19,8 6s(J=1)
3	20,95	4	20,95	6p (J=0)	20,664 20,805 20,951 6p	20,93 21,05	20,93 6p(J=0)		20,93 6p(J=0)
4	21,31	5	21,27	5d	21,407 X	21,40	21,40 5d ou X		21,40 5d ou X
5	21,70	6	27,73	7s	21,721 Y	27,71	21,80 7s ou Y		7s ou Y
6	22,22	7	22,18	7p	22,226 7p				
7	22,70	8	22,65	8p	22,704 8p		22,70 8p		22,73 8p ou 7d
8	22,93	9	22,99	9p	22,933 9p				

(a) figure 3.35
(b) figure 3.38
(c) structure 1 de la figure 3.36

- la structure (2) à 19,87 eV correspond à des pics observés par QUEMENER (114), BRION et OLSEN (12) et SANCHE et SCHULZ (13).

- la structure (1) à 19,40 eV ne correspond à aucune attribution de niveau connu. Elle est située approximativement à la même position que la structure C de QUEMENER(114) et qu'une faible structure de BRION et OLSEN (12). L'écart en énergie entre ces 2 structures (0,5 eV) pourrait s'expliquer en admettant la décomposition du niveau 6s en 2 états 1'un 6s (J=1) à 19,40 eV (structure (1) et 1'autre 6s (J=0) à 19,87 eV, cet écart de 0,5 eV est plus élevé que celui qui pourrait être prévu d'après QUEMENER (114). Par ailleurs CERMAK (112) observe un niveau 6s à 18,95 eV ; cette position est en désaccord avec les observations de l'ensemble des autres auteurs.

- la structure (4) à 21,31 eV est proche du calcul à 21,30 eV de BRION et OLSEN (12) pour le niveau 5d ; c'est là une situation analogue à celle que nous avons observée pour 1'argon et le krypton.

- la structure (5) à 21,70 eV correspond à la fois au niveau 5s calculé par BRION et OLSEN (12) et au niveau optique observé par SAMSON et MADDEN EDERER et CODLING (9).

Le spectre à 100 eV , 80° des électrons éjectés de la *figure* (3.36) fait apparaître un dédoublement particulièrement net des niveaux s (structure (1), (2), (3), (4). Ceci s'explique en admettant que la désexcitation à partir des deux niveaux 6s (J=1) et 6s (J=0) peut se faire par éjection d'un électron et formation d'un ion soit dans l'état $5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{3/2}$ soit dans l'état $5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{1/2}$, l'écart de 1,27 eV entre les structures 1 et 3 ou 2 et 4 est comparable à l'écart de 1,31 eV entre l'énergie des états de l'ion. Cette interprétation est résumée ci-dessous.

$$5s^5\ 5p^6 \rightarrow \begin{cases} 5s\ 5p^6\ 6s\ (J=1) \\ 19{,}40\ \text{eV} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} 5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{1/2} + e^-(19{,}40 - (12{,}13 + 1{,}30))\text{eV} \\ \text{Structure 1} \\ 5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-(19{,}40 - 12{,}13)\ \text{eV} \\ \text{Structure 3} \end{cases}$$

$$\begin{cases} 5s\ 5p^6\ 6s\ (J=0) \\ 19{,}86\ \text{eV} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} 5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{1/2} = e^-(19{,}86 - (12{,}13 + 1{,}30))\text{eV} \\ \text{Structure 2} \\ 5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-(19{,}86 - 12{,}13)\text{eV} \\ \text{Structure 4} \end{cases}$$

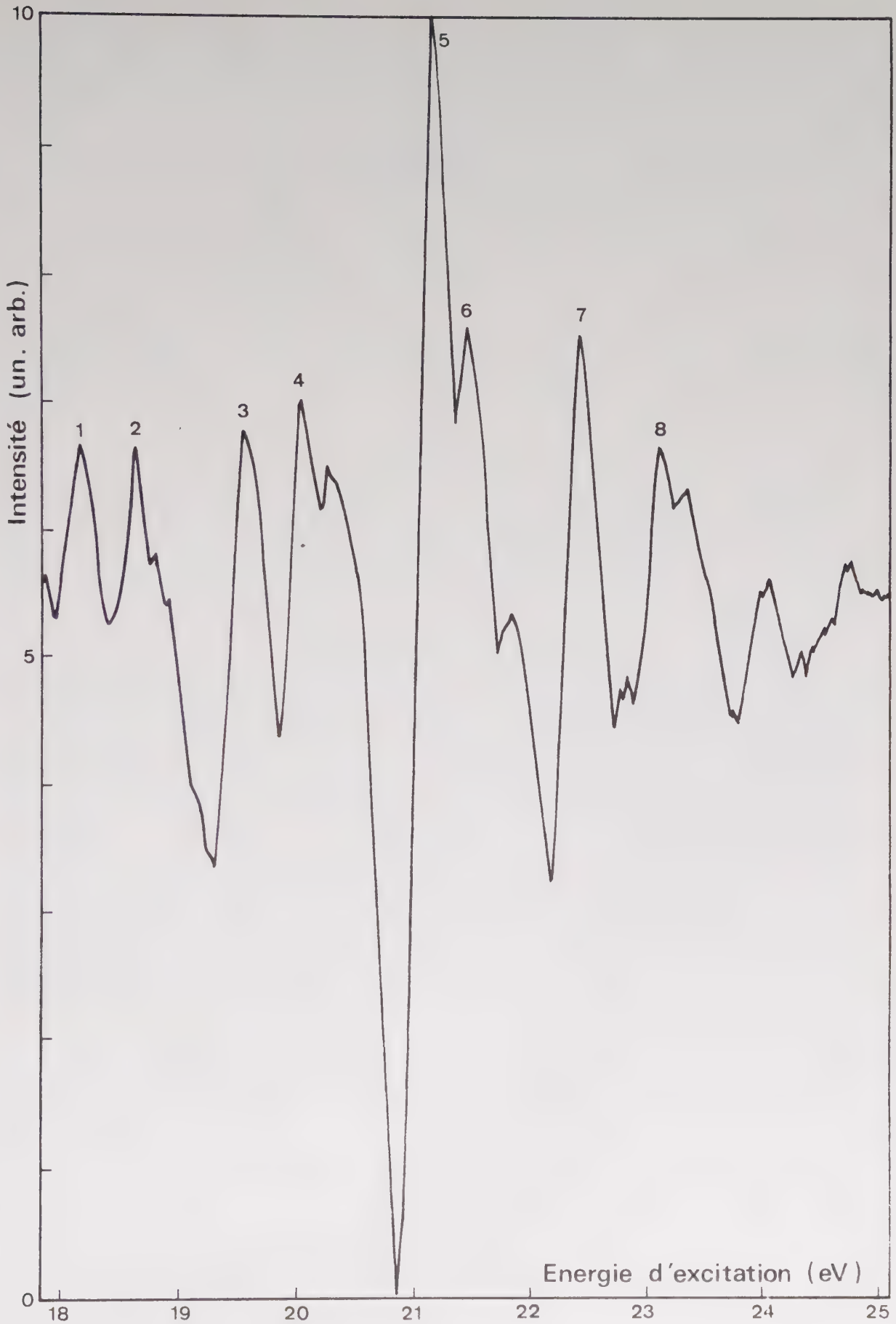
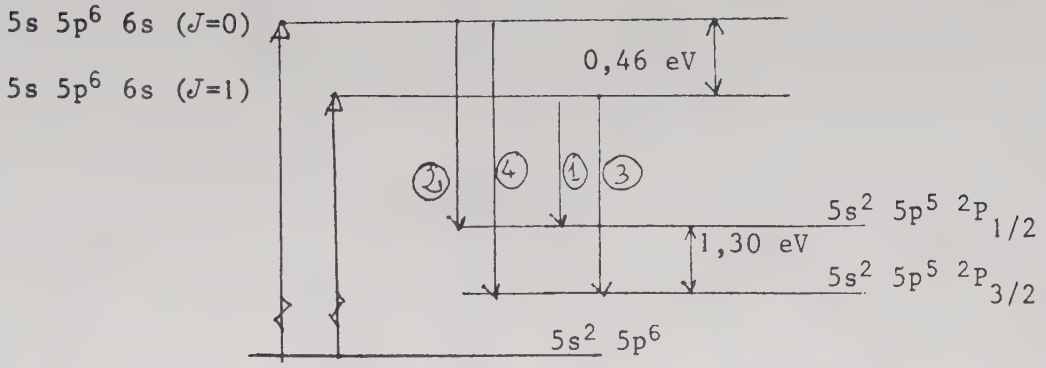


FIG. 3.36 XENON . 100 eV . 80°.



Sur la *figure* (3.37) (électrons éjectés à 200 eV, 100°) il existe une structure importante (2) située à 5,03 eV au-dessus de la structure prédominante qui correspond toujours au niveau 5s $5p^6$ 6p. Cette transition à 25,98 eV se trouve ainsi dans le domaine de double excitation d'un électron externe $5s^2 5p^4$ nℓ n' ℓ' ; la position de cette structure est compatible avec la structure à 25,92 eV observée par QUEMENER (114), mais ne correspond à aucune structure vue par MADDEN EDERER et CODLING (9). Il s'agirait ainsi d'une transition optiquement interdite, à partir de l'état fondamental.

Enfin, nous avons complété l'étude de la position des structures sur le spectre des électrons éjectés à 40° ; l'énergie des électrons incidents est de 50 eV (*figure* (3.38). Les résultats sont rassemblés dans les colonnes 3 et 4 du *tableau*(3.11);l'accord est satisfaisant avec le spectre des électrons diffusés ; en particulier l'écart attendu de 1,31 eV entre les 2 états $^2P_{1/2}$ et $^2P_{3/2}$ de l'ion obtenu à partir des niveaux 6s (J=0) est ici égal à 1,32 eV. Par ailleurs le pic 6s, (J=0 ($^2P_{3/2}$) (structure (3)) bien isolée de la *figure* (3.38) a une largeur apparente de 68 meV, ce qui compte tenu d'une largeur d'appareil d'environ 60 meV indique une largeur naturelle assez faible, au plus de l'ordre de 10 meV.

3.4.2 - Variation angulaire des sections efficaces des transitions 5s $5p^6$ 6p (J=0) → $5s^2$ $5p^5$ $^2P_{3/2}$ et 5s $5p^6$ 6s (J=1) → $5s^2$ $5p^5$($^2P_{3/2}$)

3.4.2.1 - Méthode de mesure

Dans une première série de mesures nous avons obtenu les spectres des électrons éjectés du Xénon entre 40° et 100° à 60 eV,100 eV et 200eV d'énergie des électrons incidents ; par filtrage du type HANNING, nous avons éliminé comme précédemment le fond continu (ionisation directe + bruit de fond éventuel).

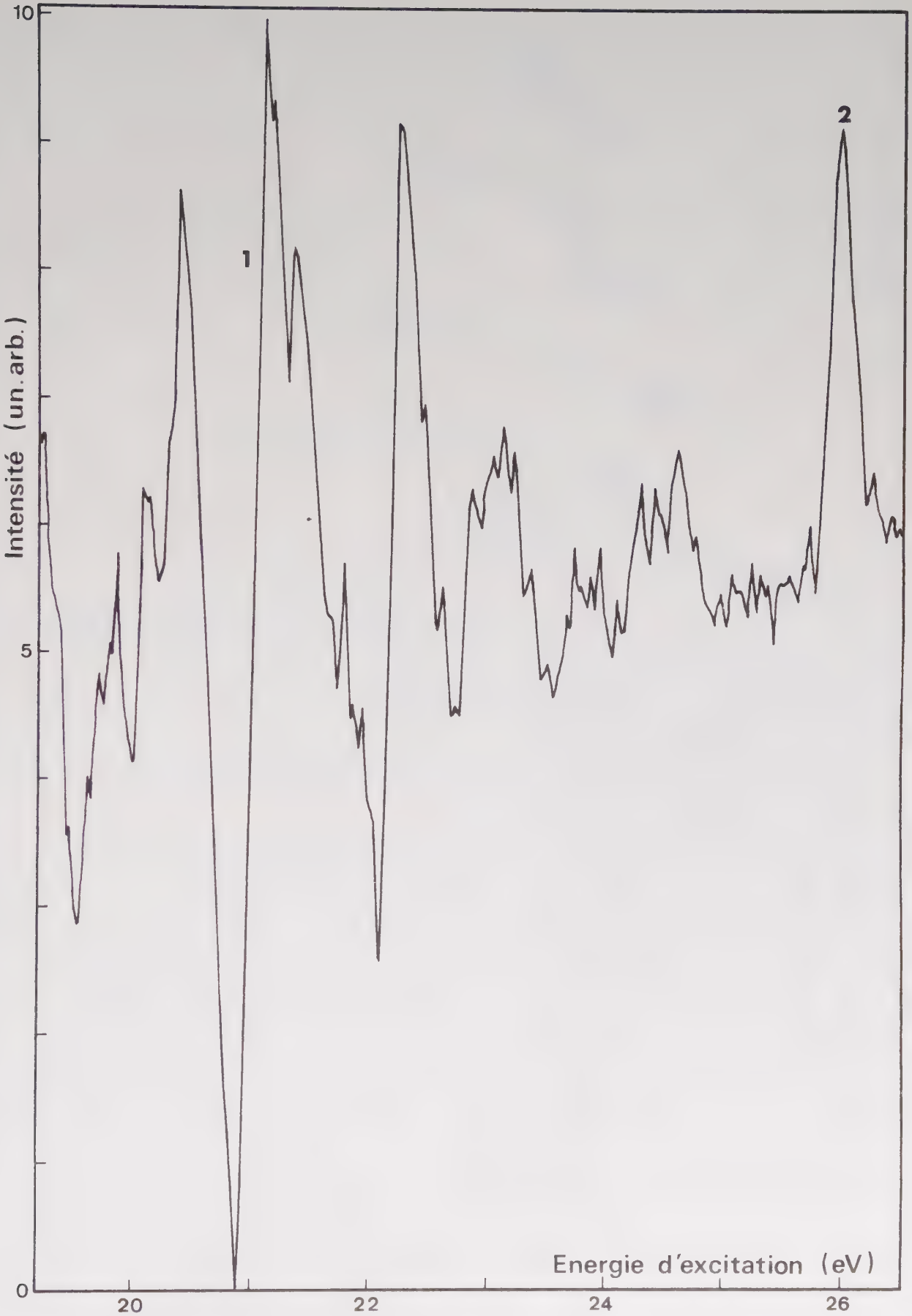


FIG.3.37 XENON . 200 eV . 100° .

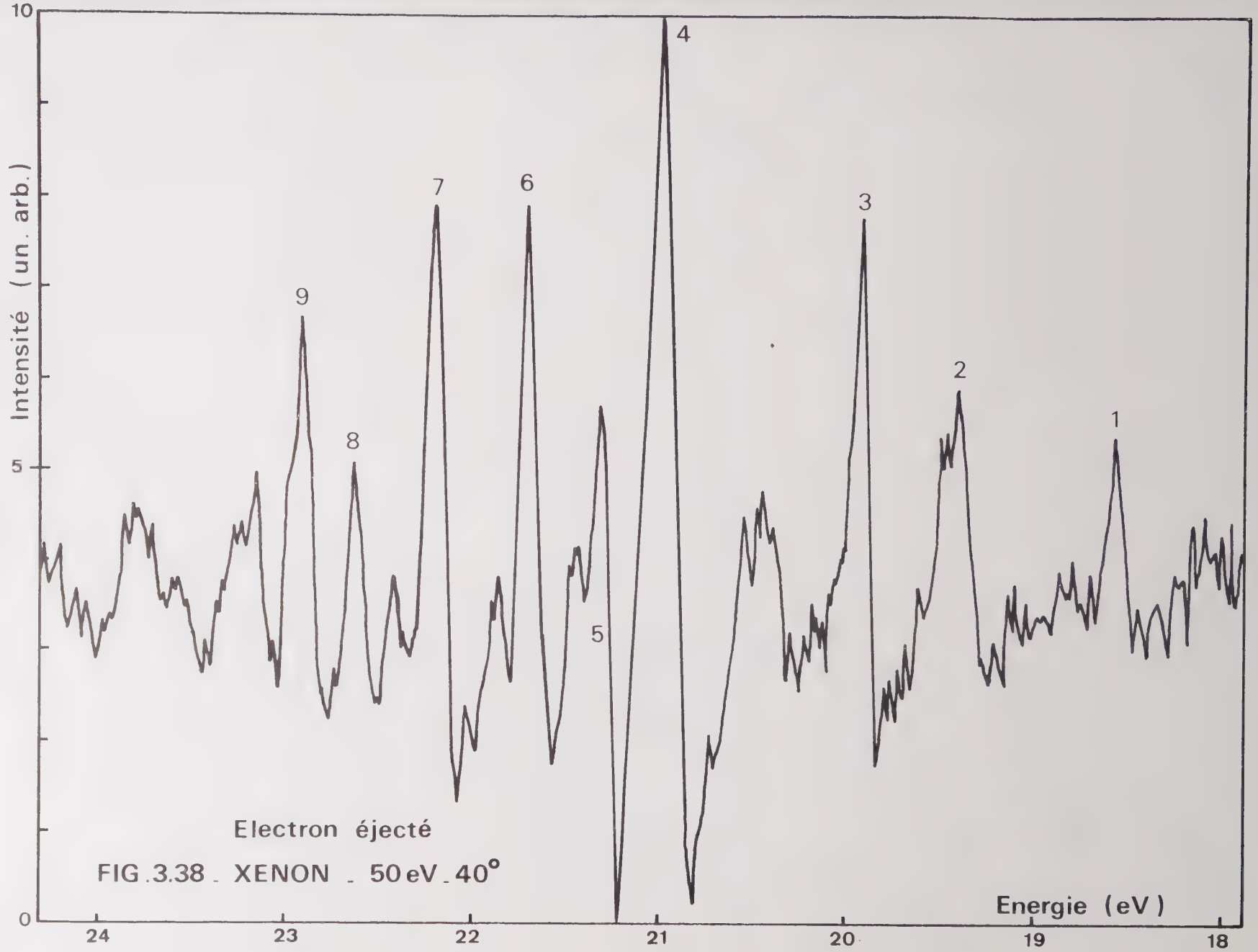


FIG.3.38 - XENON - 50 eV - 40°

Pour pouvoir comparer ces spectres entre eux, nous avons enregistré l'amplitude de la plus grande structure (niveau 6p) à chacun des angles et chacune des énergies précédents, en notant le temps de cumul, en enregistrant le courant incident et en relevant la pression.

Les différentes amplitudes ont été ramenées à un temps de cumul de 1 heure, à un courant incident de 10^{-6} A et à une pression de 10^{-5} Torr ; ensuite la correction angulaire décrite au chapitre 2 a été appliquée. Le *tableau* (3.13) indique les résultats obtenus qu'illustre la *figure* (3.39). Bien entendu, tous les paramètres de l'analyseur restent fixes pendant toutes ces mesures, en particulier l'énergie d'analyse, c'est-à-dire la résolution de l'analyseur ; ces mesures ont été rendues possibles à cause de la grande amplitude de la structure et de la bonne stabilité du montage sur plusieurs jours.

On peut noter que le maximum de l'amplitude se décale vers les grands angles lorsque l'énergie augmente.

Les aires pondérées relatives des zones de collision à 90° sont : 1,00 à 200 eV , 1,37 à 100 eV et 1,74 à 60 eV ce qui traduit l'élargissement du pinceau d'électrons incidents lorsque l'énergie diminue; ceci permet de comparer les mesures à différentes énergies.

TABLEAU 3.13

	60 eV		100 eV		200 eV	
θ	correction en sinus	correction effective	correction en sinus	correction effective	correction en sinus	correction effective
40°	2251	2293	1275	1291	592	587
50°	2310	2316	1415	1416	610	604
60°	2279	2272	1705	1697	721	715
70°	2295	2267	1701	1353	1353	1323
80°	2109	2080	1546	1518	1735	1695
90°	1698	1689	1322	1322	1251	1251
100°	1340	1322	1147	1127	860	839

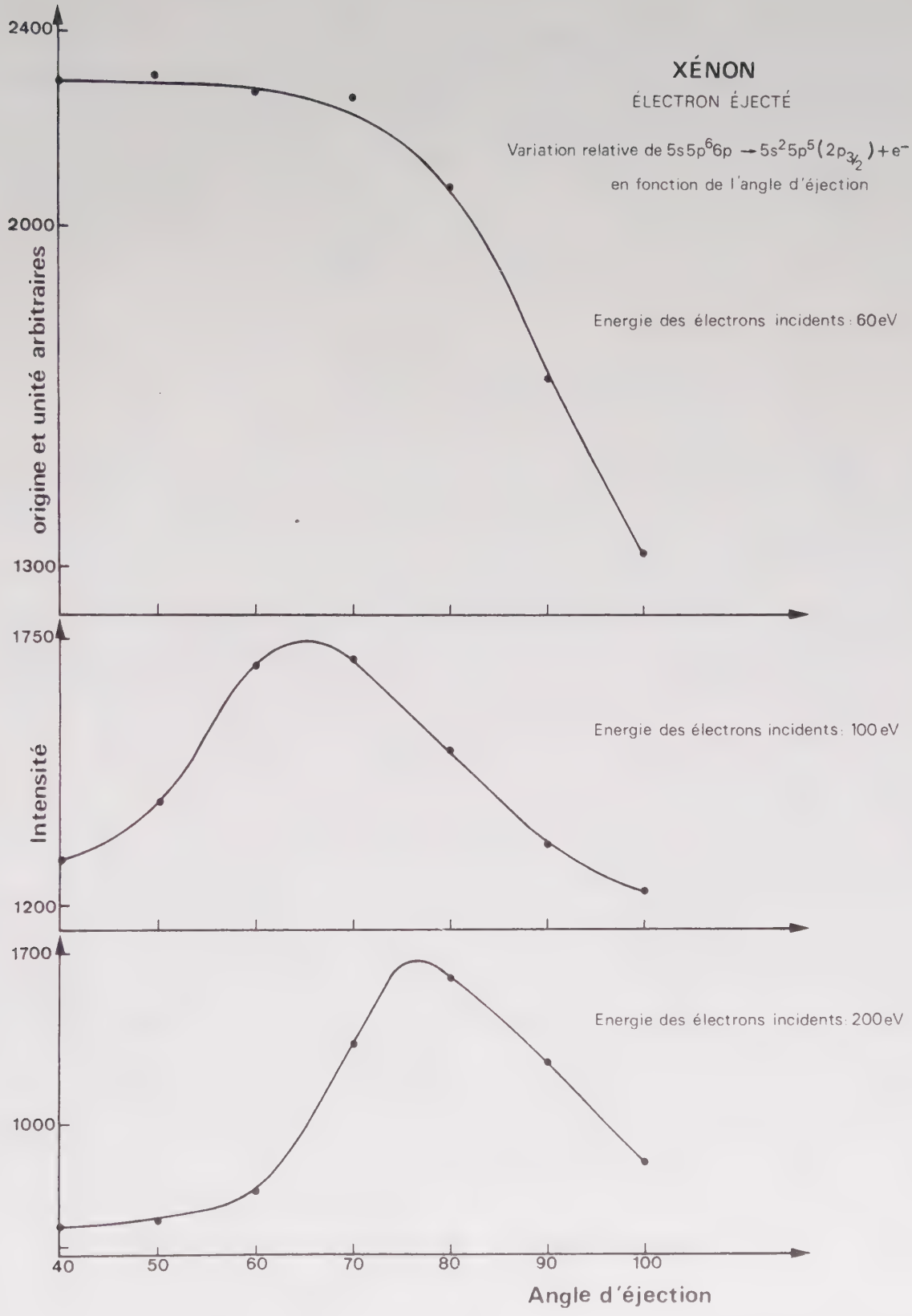

XÉNON
ÉLECTRON ÉJECTÉ
Variation relative de $5s5p^6 6p \rightarrow 5s^2 5p^5 (2p_{3/2}) + e^-$
en fonction de l'angle d'éjection
Energie des électrons incidents : 60 eV
Energie des électrons incidents : 100 eV
Energie des électrons incidents : 200 eV
origine et unité arbitraires
Intensité
2400
2000
1300
1750
1200
1700
1000
40
50
60
70
80
90
100
Angle d'éjection

FIG. 3.39

3.4.2.2 - Variation angulaire

L'amplitude A d'une structure est la somme de sa hauteur h et de sa profondeur d. Par ailleurs le filtrage de HANNING fournit l'origine des structures ce qui permet de déterminer les contributions respectives de h et d ; les sections efficaces a et b sont alors obtenues par les relations habituelles :

$$a = \pm 2\sqrt{hd} \qquad \text{et } b = h - d$$

3.4.2.2.1 - Transition

$$5s\ 5p^6\ 6p\ (J=0) \rightarrow 5s^2\ 5p^5\ (^2P_{3/2}) + e^-$$

Les résultats sont rassemblés dans le *tableau* (3.14), la *figure* (3.40) permet une comparaison des variations respectives de a et b en fonction de l'énergie ; la caractéristique la plus remarquable est la faible variation de a entre 100 eV et 200 eV ; par ailleurs la section efficace d'asymétrie a est nettement plus forte que la section efficace globale b ; la faible variation de cette dernière en fonction de l'angle est particulièrement nette à 100 eV.

TABLEAU 3.14

θ		40	50	60	70	80	90	100
60 eV	a	512000	522000	513000	17000	472000	380000	294000
	b	114000	77000	48600	34500	48300	58800	68500
100 eV	a	296000	326000	389000	392000	350000	304000	260000
	b	-19400	-22600	-24600	-19400	-27400	-35600	-13500
200 eV	a	294000	320000	380000	383000	341000	295000	250000
	b	-6720	-20630	-69500	-61500	-64600	-62900	-49400

Ces mesures différentielles ne peuvent être comparées qu'aux mesures de sections efficaces totales de MADDEN EDERER et CODLING (9) par absorption optique ; ces auteurs ont obtenu :

$$b = -485 \pm 60\ cm^{-1} \qquad \text{et} \qquad a = 115 \pm 15\ cm^{-1}$$

A énergie élevée (200 eV, soit 10 fois le seuil) les signes de a et de b sont donc les mêmes par impact d'électrons ou de photons.

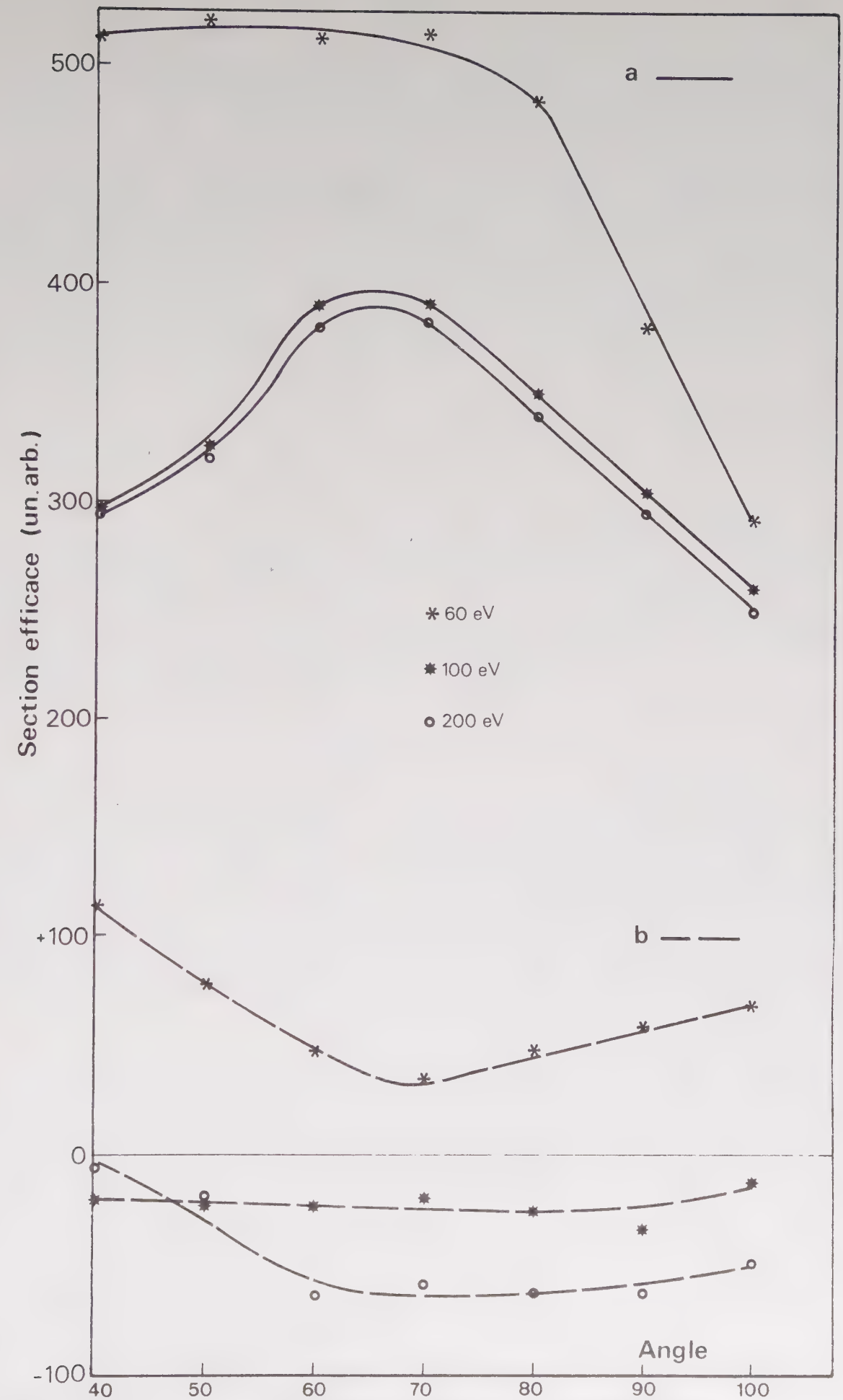


FIG. 3.40 XENON $5s\,5p^6\,6p \longrightarrow 5s^2\,5p^5\,(^2P_{3/2})$.

3.4.2.2.2 - Transition

$$5s\ 5p^6\ 6s\ (J=1) \rightarrow 5s^2\ 5p^5\ {}^2P_{3/2} + e^-$$

Nous avons relevé l'amplitude (h+d) de la transition pour les mêmes valeurs d'angle et d'énergie que précédemment ; la comparaison se fait par l'intermédiaire de la transition précédente (courbes de la *figure* (3.39)); la variation de transmission de l'optique d'entrée de l'analyseur entre ces deux transitions est la même pour tous les points puisqu'elle ne découle que de la différence d'énergie des électrons éjectés.

Le *tableau* (3.15) et la *figure* (3.41) indiquent les variations d'amplitude (h+d) de cette transition.

La valeur de l'amplitude à 100 eV, 100° est probablement entachée d'une grande incertitude. Par ailleurs les courbes présentent une variation régulière, le maximum devenant de plus en plus net et se décalant vers les grands angles quand l'énergie augmente : cette remarque rejoint ce qui pouvait être également observé pour la transition précédente.

TABLEAU 3.15

	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
60 eV	890	1108	1007	898	723	588	243
100 eV	443	481	664	659	522	420	558(?)
200 eV	148	187	187	371	530	389	168

On retrouve un point douteux sur la courbe à 100 eV, 100°. Il est à noter que les remarques précédentes sur les courbes de la *figure* (3.40) s'appliquent aux courbes de la *figure* (3.42) ; ceci résulte en partie de la prédominance de la section efficace d'asymétrie a par rapport à la section efficace globale b qui par ailleurs varie peu avec l'angle.

Globalement le comportement angulaire des sections efficaces a et b des transitions à partir d'un niveau ^1P tel que $5s\ 5p^6\ 6p$ et d'un niveau ^1S tel que $5s\ 5p^6\ 6s$ sont comparables : cette remarque rejoint ce que nous avions observé dans le cas de l'hélium.

TABLEAU 3.16

Structure $5s\ 5p^5\ 6s\ (J=1) \rightarrow 5s^2\ 5p^5(^2P_{3/2})$

θ	60 eV		100 eV		200 eV	
	a	b	a	b	a	b
40°	190 000	+75 800	102 000	9 050	+34 000	-1 150
50°	248 000	+55 300	110 000	-5 700	+41 700	-10 250
60°	227 000	+13 600	144 000	-13 600	+39 400	-17 200
70°	206 000	-15 900	149 000	-17 000	+77 600	-30 300
80°	167 000	-16 600	118 000	-22 800	+112 600	-47 500
90°	78 500	-47 300	87 400	-41 000	+63 000	-21 250
100°	46 300	49 000	119 000	-47 400	+26 200	-23 400

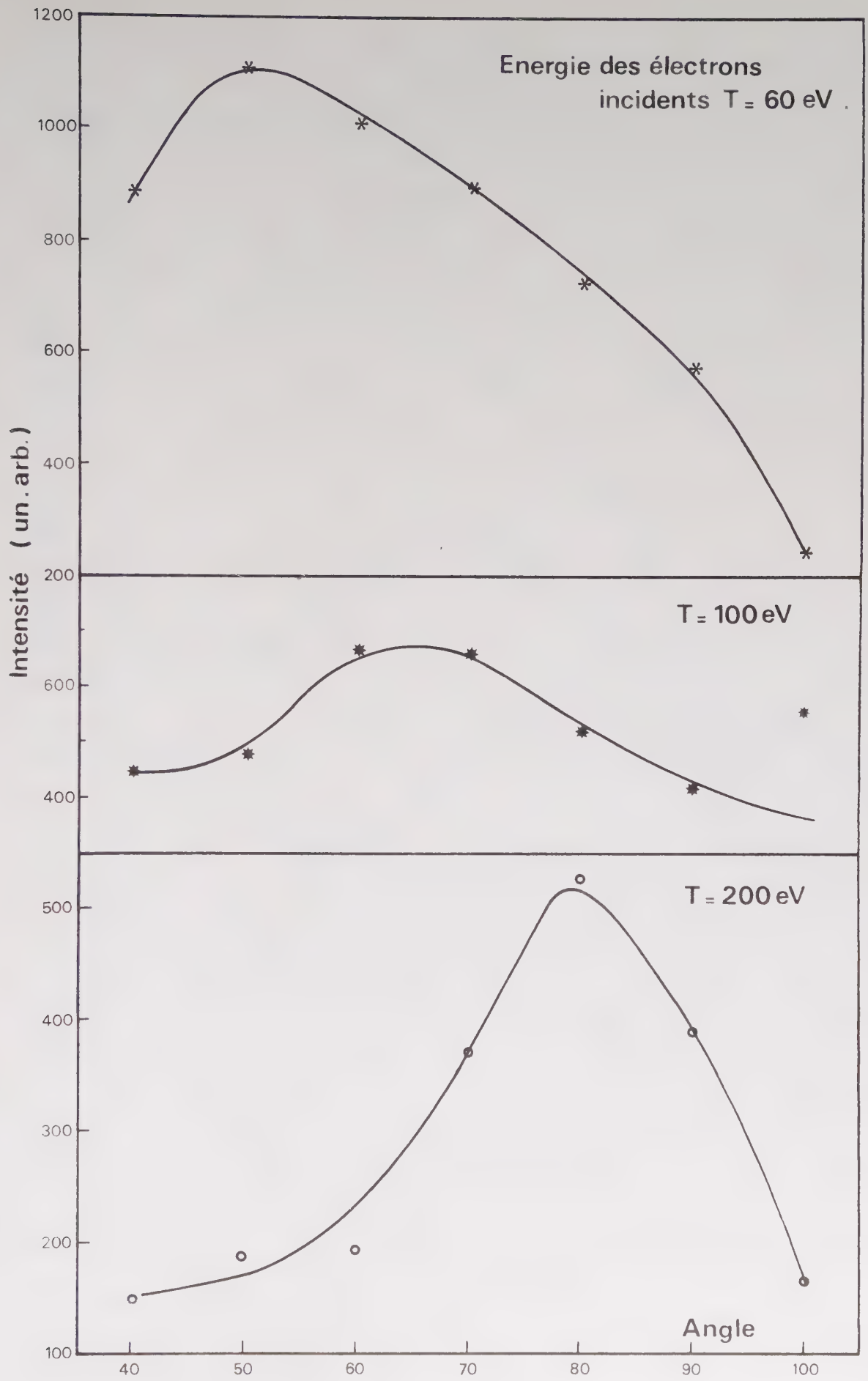


FIG. 3.41 XENON . Electron éjecté . $5s5p^6 6s\,(J=1) \rightarrow 5s^2 5p^5 ({}^2P_{3/2})$.

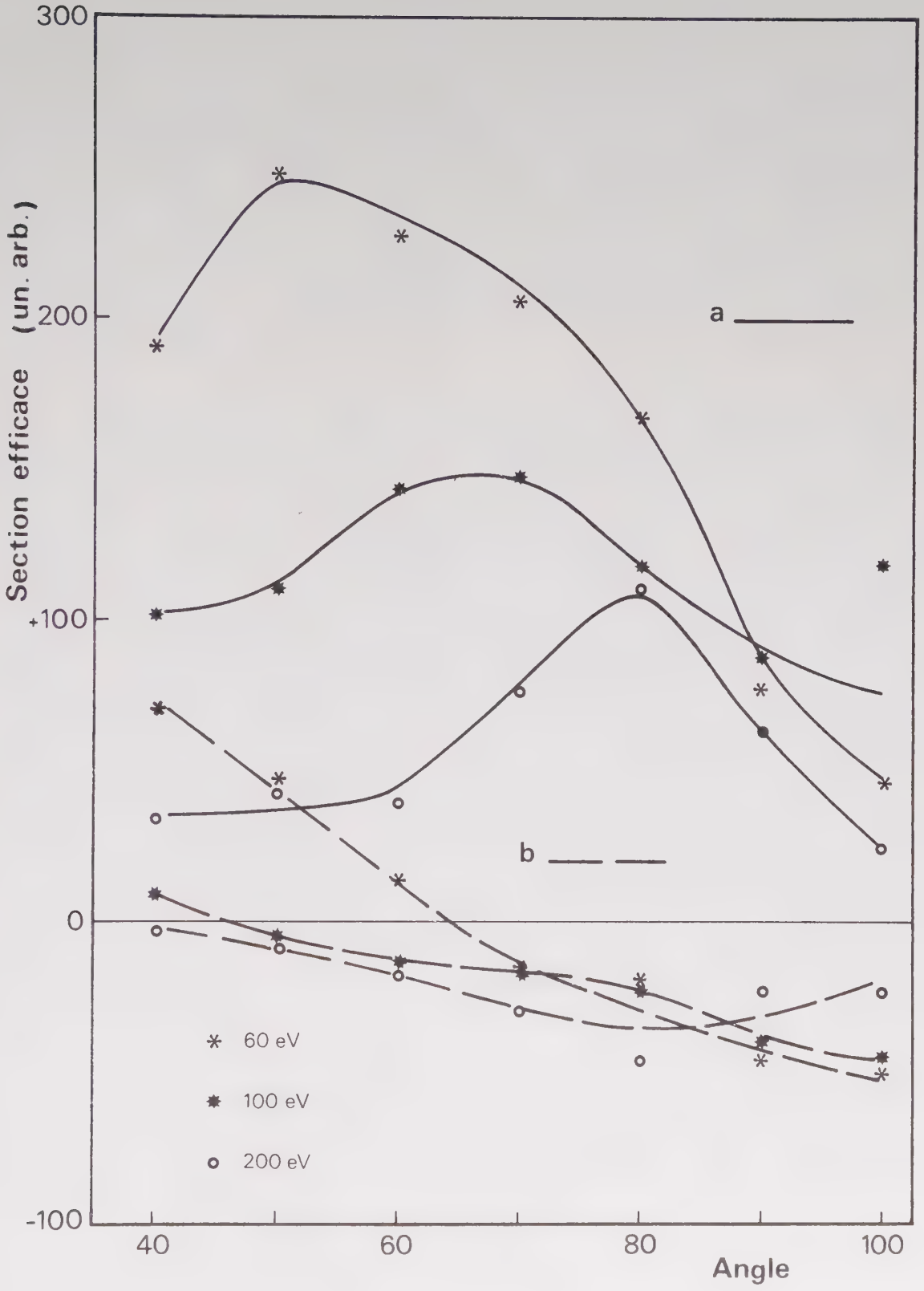


FIG. 3.42 XENON $5s\,5p^6\,6s\ (J=1) \rightarrow 5s^2\,5p^5\ (^2P_{3/2})$

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons étudié expérimentalement l'autoionisation de l'hélium dans le domaine d'énergie de la double excitation et l'autoionisation de l'argon, du krypton et du xénon essentiellement dans le domaine d'excitation d'un électron interne. Nous avons choisi les conditions qui favorisent l'observation des transitions optiquement interdites : les électrons incidents ont une énergie qui varie de 60 à 200 eV ; le domaine angulaire varie de 10° à 100°.

Nous avons décrit une méthode expérimentale de mesure absolue de sections efficaces différentielles d'autoionisation que nous avons appliquée à l'hélium entre 70 eV et 100 eV. Nous avons utilisé pour l'exploitation des spectres la théorie de FANO complétée par BALASHOV. Les expressions obtenues à partir de cette théorie concordent avec nos observations expérimentales ; l'étude des transitions $(2s^2)^1S$, $(2s2p)^3P$, $(2p^2)^1D$ et $(2s2p)^1P$ de l'hélium montre que l'ordre de grandeur des sections efficaces ($\simeq 10^{-23}$ $m^2/eV/sr$) est le même par impacts de protons et d'électrons de même vitesse ; par contre, comme le montrent en général les nettes différences de structures observées sur les courbes d'autoionisation, l'interaction entre l'électron éjecté et la particule collisionnelle change selon qu'il s'agit d'un électron ou d'un ion. Les calculs du groupe de BALASHOV indiquent également des ordres de grandeur comparable pour les sections efficaces. Toutefois ces auteurs utilisent l'approximation de BORN dans un domaine d'énergie supérieure ou égale à 400 eV alors que nos expériences sont faites dans un domaine d'énergie allant de 70 eV à 100 eV.

Lors des mesures relatives de sections efficaces d'autoionisation de l'argon, du krypton et du xénon nous avons mis en évidence des variations importantes en fonction de l'angle d'éjection. Nous observons des différences appréciables de variation de sections efficaces selon que le niveau autoionisant est atteint, à partir de l'état fondamental, par une transition optiquement permise ou par une transition interdite.

La technique de détection en coïncidence de l'électron diffusé et de l'électron éjecté devrait nous permettre ultérieurement d'obtenir des informations plus nombreuses car cette méthode offre la possibilité de faire des mesures différentielles à la fois dans la direction de l'électron diffusé et de l'électron éjecté. Cette amélioration entraînerait des comparaisons plus aisées et plus nombreuses avec les résultats théoriques.

BIBLIOGRAPHIE

(1) U. FANO, Phys. Rev., 124, 1866, (1961)

(2) V.V. BALASHOV, S.S. LIPOVETSKI et V. SENASHENKO, Sov. Phys. JETP 36, 850-60, (1973)

(3) R.J. TWEED, à paraître

(4) R.P. MADDEN et K. CODLING, Phys. Rev. Let. 10, 516 (1963)

(5) R.P. MADDEN et K. CODLING, J. Opt. Soc. Am., 54, 268, (1964)

(6) R.P. MADDEN et K. CODLING, Astrophys. J., 141, 364, (1965)

(7) K. CODLING, R.P. MADDEN et D.L. EDERER, Phys. Rev. 155, 26, (1967)

(8) R.P. MADDEN, D.L. EDERER et K. CODLING, Phys. Rev. 177; 136, (1969)

(9) K. CODLING et R.P. MADDEN, Phys. Rev. A 4, 2261 (1971)

(10) J.A.R. SAMSON, Phys. Rev. 132, 2122, (1963)

(11) P. DHEZ et D.L. EDERER, J. Phys. B, 6, 259-64, (1973)

(12) C.R. BRION et L.A.R. OLSEN, J. Phys. B, 3, 1020, (1970)

(13) L. SANCHE et G.J. SCHULZ, Phys. Rev. A, 5, 1672, (1972)

(14) G.J. SCHULZ, Rev. of Mod. Phys., 45, 378-421, (1973)

(15) R.W. WHIDDINGTON et M. PRIESTLEY, Proc. Roy. Soc., 145 A, 462, (1934)

(16) S.M. SILVERMAN et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 40, 1265-71, (964)

(17) J.A. SIMPSON, G.E. CHAMBERLAIN et S.R. MIELCZAREK, Phys. Rev. A, 139, 1039, (1965)

(18) J. PERESSE, F. GELEBART et A. LE NADAN, Comptes Rendus, 275 B, 2?6, (972)

(19) J. BAUDON, M. BARAT et M. ABIGNOLI, J. Phys. B1, 1083-7, (1968)

(20) J.I. PARK et F.D. SCHOWENGERDT, Phys. Rev. 185, 152-64, (1969)

(21) H.G. BERRY, J. DESESQUELLES et M. DUFAY, Phys. Rev., A6, 600-6, (1972)

(22) H.G. BERRY, J. DESESQUELLES et M. DUFAY, Phys. Rev., A3, 1934-7, (1971)

(23) H. DOYLE, M. OPPENHEIMER et G.W. DRAKE, Phys. Rev. A5, 26, (1972)

(24) P.D. MARCHAND, Can. J. Phys., 51, 814, (1973)

(25) P.VEILLETTE et P.D.MARCHAND,Can.J.Phys.52, 930-4, (1974)

(26) J.J. QUEMENER, Thèse Univ. Rennes,(1971)

(27) J.J. QUEMENER, C. PAQUET et P. MARMET, Phys. Rev. A, 4, 494, (1971)

(28) E. BOLDUC, J.J. QUEMENER et P. MARMET, J. Chem. Phys., 57, 1957, (1972)

(29) R.B. BACKER et H.W. BERRY, Phys. Rev., 151, 14-9, (1966)

(30) G.N. OGURTSOV, Rev. Mod. Phys., 44, 717, (1972)

(31) G. GERBER, R. MORGENSTEIN et A. NIEHAUS, J.Phys. B 6, 493-510, (1973)

(32) H.W. BERRY, Phys. Rev., 127, 1634, (1962)

(33) M.E. RUDD, Phys. Rev. Lett., 15, 580-1, (1965)

(34) M.E. RUDD et D.L. LANG, Proc. V ICPEAC, QUEBEC, 153-8, (1965)

(35) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU et P. BENOIT-CATTIN, Phys. Lett., 36 A, 243-4, (1971)

(36) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU et P. BENOIT-CATTIN, Comptes Rendus, 272 B, 1471-6, (1971)

(37) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU et P. BENOIT-CATTIN, Ve Colloque sur la Phys. des collisions électroniques et atomiques, Rennes, (1971)

(38) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU et P.BENOIT-CATTIN, Proc.VII ICPEAC, 1041-3, (1971)

(39) A.BORDENAVE-MONTESQUIEU, P. BENOIT-CATTIN et A. GLEIZES, VIe colloque sur la Phys. des collisions électroniques et atomiques, Liège (1972)

(40) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU, A. GLEIZES, M. RODIERE et P. BENOIT-CATTIN, J. Phys. B 6, 10, 1997-2009, (1973)

(41) N. STOLTERFOHT, Phys. Lett., 37 A, 117-8, (1971)

(42) N. STOLTERFOHT, D. RIDDER et P. ZIEM, Phys. Lett., 42 A, 240-2, (1972

(43) W. MELHORN, Phys. Lett., 21, 155-6, (1966)

(44) N. ODA, F. NISHIMURA et S. TAHIRA, Phys. Rev. Lett., 24, 42-5, (1970)

(45) H. SUZUKI, A.KONISHI, M. YAMAMOTO et K. WAKIYA, J. Phys.Soc. Japan, 28, 534-5, (1970)

(46) J. COMER et F.H. READ, J. Electron. Spectros. 1, 3-11, (1972)

(47) P.J. HICKS, J. COMER, S. CVEJANOVIC et F. H. READ, Proc. VIII ICPEAC, Belgrade, 513-4, (1973)

(48) P.J. HICKS, J.M. SHARP, J. COMER et F.H. READ, Proc. VIII ICPEAC, Belgrade 515-6, (1973)

(49) K. CODLING et M.J. LYNCH, Int. Symp. for synchroton radiation usage, Daresbury, England, p. 195-201, (1973)

(50) M.J. LYNCH, K. CODLING et A.B. GARDNER, Phys. Lett. A, vol. 43A, 3, 213-4, (1973)

(51) K. SIEGBAHN, C. NORDLING, A. FALMAN, R. NORDBERG, K. DAMRIN, J. HEDMAN, G. JOHNSSON, T. BERGMARK, S.E. KARLSSON, L. LENDGREN et B. LINDBERG; Ann. Phys. 5, 281-329, (1968)

(52) F. GELEBART, R.J. TWEED et J. PERESSE, J. Phys. B, vol. 7, n°6, 1.174-178, (1974)

(53) U. FANO, Nuovo Cimento, 12, 154-61, (1935)

(54) H. BEUTLER, Z. Phys., 13, 177, (1935)

(55) U. FANO et J.W. COOPER, Phys. Rev., 137A, 1364-71, (1965)

(56) B.W. SHORE, Rev. Mod. Phys., 39, 439-62, (1967)

(57) B.W. SHORE, J. Opt. soc. Amer., 57, 881-4, (1967)

(58) B.W. SHORE, Phys. Rev., 171, 43-54, (1968)

(59) V.V. BALASHOV, S.I. GRISHANOVA, I.M. KRUGLOVA et V.S. SENASHENKO, Opt. Spectrosc., 28, 466-71, (1970)

(60) V.V. BALASHOV, S.S. LIPOVETSKII, A.V. PAVLICHENKOV, A.N. POLYUDOV et V.S. SENASHENKO, Opt. Spectrosc., 32, 4-7, (1971)

(61) V.V. BALASHOV, S.S. LIPOVETSKY et V.S. SENASHENKO, Physics Letters, 40A, 389-390, (1972).

(62) A.V.PAVLICHENKOV et V.S. SENASHENKO, J. Phys. B 5, 1898-905, (1972)

(63) V.V. BALASHOV, S.S. LIPOVETSKY et V.S. SENASHENKO, Sov. Phys. (USA) JETP, 36, 858-60, (1973)

(64) S.S. LIPOVETSKY et V.S. SENASHENKO, J. Phys. B, 5, L 183-6, (1972)

(65) S.S. LIPOVETSKY et V.S. SENASHENKO, J. Phys. B, 7, 693-703, (1974)

(66) N.F. MOTT et H.S.W. MASSEY, Theorie of Atomic Collisions, 3e edition, Oxford, (1965)

(67) M.H.R. RUDGE et M.J. SEATON, Proc. Roy. Soc., A 283-90, (1965)

(68) R.J. TWEED (à paraître)

(69) P. FELDMAN et R. NOVICK, Phys. Rev; 160, 143, (1967)

(70) P. BURKE et M. SEATON, Meth. Comput. Phys., 10, 1-80, (1971)

(71) O. BELY, Thèse, Paris, Série A, n°4329, n° ordre 5180, (1964)

(72) MOTT et MASSEY, Op. cit., p. 477 (réf. 66)

(73) L. SCHIFF, Quantum Mechanics, McGraw-Hill (1955)

(74) P. MARMET et L. KERWIN, Canad J. Phys. 38, 787, (1960)

(75) RUDBERG, Proc. Roy. Soc. A 129, 628, (1930)

(76) R.E. IMHOF et F.H. READ, J. Sci. Inst., 1 , 859-60, (1968)

(77) J.C. JOHNSON, A.T. STAIR et J.L. PRITCHARD, J. Appl. Phys., 37, 1551, (1966)

(78) G.E. CHAMBERLAIN, S.R. MIELCZAREK et C.E. KUYATT, Phys. Rev. A, 2, 1905-22, (1970)

(79) L. VRIENS, J.A. SIMPSON et S.R. MIELCZAREK, Phys. Rev., 165, 7-15, (1967)

(80) L. VUSKOVIC, S. CVEJANOVIC et M. KUREPA, Phys. FISIKA, 2, (suppl.1); 26-37, (1970)

(81) C.E. KUYATT, J.A. SIMPSON et S.R. MIELCZAREK, Phys. Rev., 138, 385, (1965)

(82) R. MAZE, Thèse 3e cycle, BREST, (1973)

(83) K. SMITH, Reports Prog. Phys., 374-443, (1966)

(84) J.B. HASTED,"Physics of Atomic collisions", 2nd ed. London Butterworths ed., (1972)

(85) F.H. READ, J. Phys. B, 5, 1359-68, (1972)

(86) J. MACEK, J. Phys. B, 2, 831-43, (1968)

(87) T.F. O'MALLEY et S. GELTMAN, Phys. Rev., 137 A, (1965)

(88) A. BORDENAVE-MONTESQUIEU, Thèse, Toulouse, (1973)

(89) P.G. BURKE et D.D. McVICAR, Proc. Phys. Soc., 86, 989-1006, (1965)

(90) R.H. PERROTT et A.L. STEWART, J. Phys. B, 2, 1226-7, (1968)
et J. Phys. B, 2, 381-3, (1968)

(91) A.K. BHATIA, P.G. BURKE et A. TEMKIN, Phys. Rev. A, 8, 21-26, (1973)

(92) A.K. BHATIA et A. TEMKIN, Phys. Rev., 182, 15-24, (1969)

(93) L. LIPSKY et A. RUSSEK, Phys. Rev., 142, 59-71, (1966)

(94) A.K. BHATIA, Phys. Rev. A, 6, 120-4, (1972)

(95) W.H. MILLER, Phys. Rev., 152, 70-3, (1966).

(96) P.L. ALTICK et E.N. MOORE, Phys. Rev. Lett., 15, 100, (1965)

(97) E. HOLOIEN et J. MIDTAL, J. Phys. B, 3, 592-602, (1970)

(99) H. SUZUKI et TAKAYANAGI, VIII ICPEAL, Belgrade, 286-7, (1973)

(100) M.B. HIDALGO et S. GELTMAN, J. Phys. B, 5, 617, (1972)

(101) L. VRIENS, J.A. SIMPSON et S.R. MIELCZAREK, Phys. Rev., 165, 7-15, (1967)

(102) C.B. OPAL et E.C. BEATY, J. Phys. B, 5, 627-35, (1972)

(103) S. TAHIRA, Memoirs of the Faculty of Science, Kyoto University, series of Physics, Astrophysics Geophysics and Chemistry, vol. XXXIV, 1, 1-39, (1972)

(104) C.B. OPAL, E.C. BEATY et W.K. PETERSON, Joint Ints. for lab. Astr. Rep. 108, Univ. Colorado, Boulder, (1971)

(105) H. EHRHARDT, K.H. HESSELBACHER, K. JUNG et K. WILLMANN, J. Phys. B, 5, 1559-71, (1972)

(106) F.D. SCHOVENGERDT, S.R. SMART et M.E. RUDD, Phys. Rev. A, 7, 560-6, (1973)

(107) V.I. OCHKUR, Soviet Phys. JETP, 18, 503, (1964)

(108) A. POCHAT, Thèse, Brest, C.N.R.S., n° AD 8023, (1973)

(109) M.E. LEVY et R.E. JUFFMAN, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 9, 1349-58, (1969)

(110) M. YAMAMOTO et N. SUZUKI, J. Phys. Soc. Japan, 30, 304, (1971)

(111) J.W. McCONKEY et J.A. PRESTON, J. Phys. B, L 138-141, (1973)

(112) V. CERMAK, M. SMUTEK et J. SRAMEK, J. of Elect. Spectr. and Rel. Phenom., 2, 1-12, (1973)

(113) G.N. OGURTSOV, T.P. FLAKS et S.V. AVAKYAN, Soviet Phys. JETP, 30, 16-20, (1969)

(114) J.J. QUEMENER, Thèse Rennes, 1971

(115) H. SUZUKI, Communication à la conférence "Impact Ionization" Royal Holloway College, Londres, (1973)

(116) J. COMER et F.H. READ, J. Phys. E, 5, 211-2, (1972)

Vu
Le Président du Jury :

M. J. PERESSE

Vu
Le Directeur
de l'UER Sciences
Exactes et Naturelles

M. P. SAUMAGNE

Vu et permis d'imprimer
BREST le 30 mai 1975,
Le Président de l'Université
de Bretagne Occidentale :

M. J. QUERE